

MÉMOIRES

DE

L'ACADÉMIE ROYALE DES SCIENCES

DE L'INSTITUT

DE FRANCE.

TOME XXI.

MÉMOIRES

DE

L'ACADÉMIE ROYALE DES SCIENCES

DE L'INSTITUT

DE FRANCE.

TOME XXI.



PARIS,

DE L'IMPRIMERIE DE FIRMIN DIDOT FRÈRES,

IMPRIMEURS DE L'INSTITUT, RUE JACOB, N° 56.

1847.



TABLE DES ARTICLES

CONTENUS

DANS LE VINGT-ET-UNIÈME VOLUME

DE LA NOUVELLE COLLECTION DES MÉMOIRES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

FIN DE LA TABLE DU VINGT-ET-UNIÈME VOLUME.

16

ÉLOGE HISTORIQUE

DE

JEAN-FRÉDÉRIC BLUMENBACH,

UN DES HUIT ASSOCIÉS ÉTRANGERS DE L'ACADÉMIE,

PAR M. FLOURENS,

SECRÉTAIRE PERPÉTUEL.

Lu dans la séance publique du 26 avril 1847.

Il y a quelques années mourut à Gœttingue un membre de notre Académie que de grands travaux ont rendu célèbre, et que des travaux appliqués à l'étude nouvelle de l'*homme* lui-même ont rendu cher à l'humanité. C'est à M. Blumenbach que notre siècle doit l'*anthropologie*. L'histoire du genre humain était défigurée par des erreurs de toute espèce: physiques, sociales, morales. Un sage est venu. Il a combattu les erreurs physiques; et, par là, il a détruit de la manière la plus sûre la base de toutes les autres.

Jean-Frédéric Blumenbach naquit à Gotha, en 1752.

En lui donnant le jour, la nature sembla le vouer à l'en-

seignement. Son père était professeur à Gotha; sa mère appartenait à une famille d'Iéna, attachée aux Universités.

Ce fut dans un de ces intérieurs allemands, où l'amour de la retraite, le besoin de l'étude, l'habitude d'une noble indépendance règnent avec tant de charme, que le petit Blumenbach ouvrit les yeux. Un frère, une sœur, un père studieux et grave, une mère tendre et éclairée, formèrent, d'abord, son univers.

On remarqua de bonne heure dans cet enfant, entouré d'affections si douces, le germe d'une curiosité rêveuse. Il jouait peu, il observait déjà. Il cherchait, et quelquefois fort ingénieusement, à comprendre ou à se faire expliquer la structure d'une plante ou celle d'un insecte.

Tout est sérieux en Allemagne, même la première éducation de l'enfance. Le père de M. Blumenbach, qui le destinait à l'enseignement, ne lui permit jamais, et cela dès l'âge le plus tendre, d'interrompre une phrase mal commencée pour y en substituer une autre. La phrase mal commencée devait être finie. Il fallait se tirer du petit embarras où l'on s'était mis. L'enfant apprit ainsi, naturellement, sans effort, ou plutôt par des efforts dont il s'apercevait à peine, à penser clairement et à parler juste.

Sa mère, femme à l'esprit élevé, au cœur noble, lui inspira des idées de gloire. L'âme d'une mère fait la destinée de son fils.

Ces premières impressions ont influé sur la vie entière de M. Blumenbach.

Dans ses nombreux écrits, il ne s'en est trouvé qu'un seul qui fût étranger aux sciences, et cet écrit est l'éloge de sa mère. Il le termine en disant : « Elle eut toutes les vertus, et « sut faire chérir les vertus de famille. »

Je reviens à l'enfant.

A dix ans, il s'occupait déjà d'ostéologie comparée ; et voici comment.

Il n'y avait alors, dans la ville de Gotha, qu'un seul squelette. Ce squelette appartenait à un docteur ami de la famille de notre petit savant, lequel a souvent raconté depuis comment il allait faire au médecin de nombreuses visites, pendant lesquelles il ne regardait pas le docteur, mais bien le squelette. Ses visites devinrent, peu à peu, plus assidues, plus fréquentes. Il venait, à dessein, pendant que son vieil ami était absent ; et, sous prétexte de l'attendre, il passait des heures entières à contempler le squelette. Après avoir bien gravé dans sa mémoire la forme des différents os et leurs rapports, il osa former le projet de s'en composer un semblable. Pour cela, il fit de bien nombreuses courses, le soir, dans les cimetières. Mais, comme il ne voulait rien devoir qu'au hasard, il sentit bientôt la nécessité de se contenter des os de nos animaux domestiques. Aussitôt il dirigea ses démarches secrètes de manière à se pourvoir de toutes sortes d'os de ce genre. Puis il portait tout cela dans sa chambre, l'y cachait de son mieux, et s'y cachait lui-même, afin de pouvoir s'y livrer à la dérobée, et avec une ardeur fort au-dessus de son âge, aux études qu'il s'était faites.

Malheureusement, une servante découvrit, enfin, le trésor secret de l'enfant ; elle vit ce *squelette humain* si ingénieusement commencé, et se mit à crier au sacrilége, au scandale. Le jeune Blumenbach, tout en larmes, alla trouver sa mère ; la mère, aidée du bon docteur, fit sagement décider qu'on transporterait dans un grenier de la maison cette précieuse collection : début bien modeste de la

fameuse collection dont la réputation est devenue universelle.

A dix-sept ans, le jeune Blumenbach quitta sa famille pour l'Université d'Iéna.

C'est là qu'il trouva Sœmmerring : même âge, mêmes goûts, même passion pour l'étude, qui en cachait déjà une autre, celle de la gloire. Ils furent bientôt amis; et, pour les deux amis, tout fut aussitôt commun : bibliothèque et laboratoire. Blumenbach prêtait ses livres; Sœmmerring prêtait ses pièces d'anatomie. Dans leurs épanchements intimes, ils crurent souvent se laisser emporter à leurs illusions, en se prédisant l'un à l'autre le premier rang dans les sciences qu'ils cultivaient. Et pourtant ils ne se trompaient pas : l'un a été le premier naturaliste, et l'autre le premier anatomiste de l'Allemagne.

Après trois ans passés à Iéna, Blumenbach se rendit à l'Université de Gœttingue, illustrée par le séjour d'un grand homme, du grand Haller, un des plus beaux génies qu'aient eu les sciences : écrivain supérieur, poëte, anatomiste profond, botaniste égal à Linné en son genre, physiologiste sans égal, savant d'une érudition presque sans limites.

Haller n'y était plus; mais sa gloire y était partout. A l'aspect de la gloire, le cri du génie est toujours le même; et Blumenbach se dit comme Le Corrège : *Je serai peintre!*

Il existait alors, à Gœttingue, un vieux professeur, oublié des étudiants et fort oublieux lui-même du soin de faire ses cours, mais d'ailleurs très-savant, et, de plus, possesseur d'une immense collection, remarquable par ses

livres de géographie, de philologie, de voyages, par ses figures de populations lointaines. Le jeune Blumenbach, qui rêvait déjà à l'histoire de l'homme, fut ravi de rencontrer de pareils matériaux, si laborieusement et si habilement amassés. Il conçut, avec une singulière force d'esprit, tout le parti qu'il en pourrait tirer. Il écouta, il admira le vieux professeur, il le laissa parler pendant toute une année; et, riche de ces trésors d'érudition, d'histoire, d'études suivies sur la physionomie des peuples, il écrivit sa dissertation doctorale sur l'*Unité du Genre humain*.

C'était s'ouvrir d'une manière bien neuve toutes les sources d'une science qu'il était destiné à fonder et à faire aimer. Il commença dès lors sa collection anthropologique. Il fit plus; il fit acheter par l'Université les collections de son vieux maître, il en devint le conservateur, il les mit en ordre; et bientôt il les rendit célèbres par le grand enseignement d'histoire naturelle qu'il y joignit.

Cet enseignement marque une époque dans les études de l'Allemagne.

On sait assez quel est le génie propre de cette nation : génie penseur, mais où l'imagination domine; passionné tout à la fois pour la vérité et pour les systèmes; génie brillant qui se plaît aux combinaisons élevées, hardies, imprévues, et, si je puis ainsi dire, aux aventures de la pensée. M. Blumenbach n'a point changé ce génie; mais il en a développé, avec un bonheur admirable, toutes les parties les plus sages.

Le demi-siècle pendant lequel il a professé, et, si je puis ainsi dire, régné, a été, pour l'histoire naturelle en Alle-

magne, le temps des études les plus positives et les plus saines. Les systèmes n'ont reparu qu'après lui. Et lorsqu'ils ont reparu, bien que ramenés pourtant par un homme d'une vigueur d'esprit étonnante (1), ils n'ont pu reprendre l'empire qu'ils avaient perdu. Il leur a fallu compter avec une force nouvelle. La *méthode expérimentale* était établie. La grande révolution qui a constitué l'esprit humain moderne était faite.

M. Blumenbach a publié quatre ouvrages qui nous représentent assez bien l'ensemble de son grand enseignement : le premier sur l'*Espèce humaine* (2), le second sur l'*Histoire naturelle,* le troisième sur la *Physiologie,* et le quatrième sur l'*Anatomie comparée*.

Pour bien juger ces ouvrages, il faut voir l'époque où ils ont paru. Dès le milieu du dix-huitième siècle, Buffon, Linné, Haller, avaient fondé l'histoire naturelle moderne. Sur la fin du siècle, au moment où la science perdait ces trois grands hommes, M. Blumenbach écrivait son premier ouvrage (3).

---

(1) M. Oken. Je ne parle ici des systèmes, de la *philosophie de la nature* en particulier, que par rapport à l'étude du Règne animal.

(2) Je réunis, sous ce titre, sa dissertation : *De Generis humani varietate nativa*, etc., et ses *Decades craniorum*, etc.

(3) Sa dissertation : *De Generis humani varietate nativa* est de 1775 ; son *Manuel d'histoire naturelle* est de 1779 ; son *Manuel de physiologie*, de 1787 ; ses travaux sur les *Animaux à sang chaud et à sang froid*, sur les *Animaux à sang chaud vivipares et ovipares*, sont de 1786 et 1789 ; ses premières *Décades de crânes*, etc., de 1790 ; son *Anatomie comparée* est de 1805.

La gloire de M. Blumenbach est d'avoir précédé Cuvier. Il y a même eu, entre ces deux hommes célèbres, plus d'un rapport : tous deux ont donné l'*Anatomie comparée* à leur pays; tous deux ont créé une science nouvelle, l'un l'*anthropologie*, et l'autre la science des *ossements fossiles ;* tous deux ont vu la *science de l'organisation animale* dans son ensemble; mais G. Cuvier, porté par une force supérieure vers les combinaisons abstraites, a plus éclairé la *méthode;* et M. Blumenbach, guidé par un sens très-fin, a plus éclairé la *physiologie*.

Ce qui tient à la *méthode* est même ce que M. Blumenbach a le plus négligé : il se borne à suivre Linné; il en adopte presque toutes les *divisions* avec ce qu'elles avaient déjà d'excellent, et aussi avec ce qu'elles avaient encore de trop peu étudié, de défectueux, d'arbitraire.

En Allemagne, où l'on ne saurait facilement admettre que quelque chose ait pu manquer à M. Blumenbach, on explique, on excuse l'espèce d'oubli où cet esprit supérieur laissa la *méthode*, par sa déférence pour Linné, le maître, en ce genre, de tout un siècle.

En France, où il est permis de parler avec plus de liberté, sans sortir du même respect, nous avouons tout simplement que M. Blumenbach n'a point eu le génie de la *méthode :* génie si rare, qu'Aristote eut seul dans l'antiquité, et que trois ou quatre hommes à peine ont eu à ce haut degré dans les temps modernes, Linné, les deux Jussieu et G. Cuvier.

Tous les écrits de M. Blumenbach portent le caractère, et, si je puis ainsi dire, l'empreinte du physiologiste.

Dans l'*anatomie comparée*, il range les faits d'après les organes, ce qui est éminemment l'ordre physiologique.

Dans la *physiologie* proprement dite, il s'adresse d'abord aux *forces de la vie*, ce qui est le point de vue le plus élevé et le plus essentiellement propre de cette science.

Ses travaux sur les *animaux à sang chaud* et à *sang froid*, sur les animaux à sang chaud *vivipares* et *ovipares*, sont une véritable *physiologie comparée*, et cela même à une époque où le nom de cette science n'existait pas (1).

Il a soumis la grande question de la *formation des êtres* à des études profondes (2), et toujours en physiologiste. Il a étudié le fait; et, du fait, il a voulu remonter jusqu'à la force qui le produit. Rien n'est plus célèbre que la *force formatrice* (3) de M. Blumenbach.

Trois idées principales ont régné successivement sur la formation des êtres : l'idée des *générations spontanées*, qui fut l'idée ou plutôt l'erreur de l'antiquité entière; l'idée de la *préexistence des germes*, conçue par Leibnitz et popularisée par Bonnet ; et l'idée de la *force formatrice* de M. Blumenbach.

Sans doute, l'idée nouvelle n'éclaircit pas plus la difficulté que les deux autres; mais du moins elle n'y ajoute pas. Elle

---

(1) Il est le premier, je crois, qui l'ait employé dans ces travaux mêmes sur les *Animaux à sang chaud et à sang froid*, etc., que je rappelle ici.

(2) Qui lui ont valu sa belle découverte de la *membrane ombilicale* des mammifères.

(3) Son *Nisus formativus*.

ne va pas contre le fait, comme l'idée des *générations spontanées;* elle ne demande pas à l'esprit toute cette foule de suppositions et de concessions que lui demande l'idée de la *préexistence des germes* (1).

La *force formatrice* de M. Blumenbach n'est que l'expression du fait, comme l'*irritabilité*, comme la *sensibilité;* et, quoiqu'on en ait pu dire, elle n'est pas plus obscure.

Toute *force première* est obscure par cela seul qu'elle est *force première.*

« Un premier voile, dit Fontenelle, qui couvrait l'Isis des « Égyptiens, a été enlevé depuis un temps; un second, si « l'on veut, l'est aussi de nos jours; un troisième ne le sera « pas, s'il est le dernier (2). »

Les grandes études absorbent ceux qui s'y livrent. M. Blumenbach voyagea peu. Il n'interrompit ses travaux que par quelques courses, faites dans l'intérieur de sa patrie; et, chose remarquable, ces courses mêmes n'ont guère été moins utiles à l'histoire naturelle que ses travaux. La vieille Allemagne, avec ses vieux châteaux, semblait ne rien devoir à la science. Cependant les maîtres de ces antiques et nobles demeures s'étaient fait longtemps une étude, et presque un honneur, d'y former avec soin ce qu'on nommait alors des *Cabinets de Curiosités*. Leurs successeurs, séduits par les

---

(1) Les *molécules organiques* de Buffon ne sont que les *germes préexistants*, présentés sous une autre forme. Voyez mon *Histoire des travaux et des idées de Buffon*, pag. 64 et 71.

(2) *Éloge de Ruysch.*

goûts belliqueux du grand Frédéric, avaient oublié ces collections. M. Blumenbach vint réclamer ces richesses au nom de la science, et tout lui fut accordé. L'histoire naturelle eut partout des Musées, l'histoire civile en eut aussi; et tout cela fut dû à ce que M. Blumenbach appelait, en riant, ses *Voyages de découvertes.*

De toutes ces collections, la plus propre à M. Blumenbach, la plus importante, la plus précieuse du moins par son objet, a été sa collection de *crânes humains,* monument admirable de sagacité, de travail, de patience, et base la mieux établie, la plus sûre, de la science nouvelle qui, aujourd'hui, nous occupe tous, de l'*anthropologie.*

L'*anthropologie* est née d'une grande pensée de Buffon.

Jusqu'à Buffon, on n'avait étudié, dans l'homme, que l'*individu;* Buffon est le premier qui, dans l'homme, ait étudié l'*espèce* (1).

Après Buffon, vint Camper. Buffon n'avait considéré que la couleur, la physionomie, les traits extérieurs, les *caractères superficiels* des peuples; Camper, plus anatomiste que lui, considéra les *caractères profonds.* Avec Camper, commence l'étude des *crânes.*

Camper avait un génie facile, aussi prompt à saisir une vue heureuse que prompt à s'y abandonner. Il compara le crâne de l'Européen à celui du nègre; le crâne du nègre à celui de l'orang-outang; il imagina sa *ligne faciale,* et bientôt il en exagéra beaucoup l'importance.

---

(1) Voyez mon *Histoire des travaux et des idées de Buffon*, pag. 164.

M. Blumenbach a fait voir combien la *ligne faciale* est un caractère insuffisant, incomplet ; il a fait voir qu'il faut comparer tout le crâne, toute la face ; il a posé les règles de cette comparaison savante et complète ; et, le premier, il en a déduit la division, presque partout admise aujourd'hui, de l'espèce humaine en cinq races : l'*européenne* ou blanche, l'*asiatique* ou jaune, l'*africaine* ou noire, l'*américaine* ou rouge, et la *malaie*.

J'avoue tout de suite, et j'avoue sans peine, que cette *division* des races n'est point parfaite. La *division* des races est aujourd'hui le vrai problème, le problème obscur de l'*anthropologie,* et le sera longtemps.

La race *malaie* n'est point une race simple et une (1). On cherche encore, et l'on cherche en vain, des caractères précis pour la race *américaine.* Il y a trois races principales, dont toutes les autres ne sont que des *variétés,* des *sous-races :* je veux dire, les trois races d'Europe, d'Asie et d'Afrique.

Mais l'idée, la grande idée qui règne, qui plane, qui domine partout, dans les belles études de M. Blumenbach, est l'idée de l'*Unité de l'espèce humaine,* ou, comme il s'exprimait encore, *du genre humain.* M. Blumenbach est le premier homme qui ait écrit un livre avec ce titre exprès de l'*Unité du genre humain* (2). L'*Unité du genre humain* est le

(1) Mais un mélange de deux autres : la *caucasique* et la *mongolique.*

(2) M. Blumenbach dit *Genre humain.* Nous disons aujourd'hui, et beaucoup mieux, *espèce humaine.* L'emploi de ces deux mots n'est plus

grand résultat de la science de M. Blumenbach, et le grand résultat de l'histoire naturelle entière.

L'antiquité n'eut jamais, sur l'homme physique, que les idées les plus confuses. Pline parle sérieusement de peuples qui n'ont qu'une jambe, de peuples dont les yeux sont sur les épaules, de peuples qui n'ont pas de tête, etc. Au XVI[e] siècle, Rondelet, excellent naturaliste, décrit gravement des *hommes marins*, qui vivent dans l'eau, qui portent une barbe limoneuse et des écailles. Au XVIII[e], Maupertuis décrit les *patagons*, ces *géants* dont les *idées* devaient répondre à la *taille;* et, ce qui du moins est une compensation pour le siècle, Voltaire se moque de Maupertuis.

Enfin, ce qui dit tout, Linné, le grand Linné, met dans la même famille l'homme et l'orang-outang. L'*homme nocturne*, l'*homme troglodyte*, l'*homme sauvage* de Linné, n'est que l'orang-outang.

Pour faire sortir la science du chaos, M. Blumenbach pose d'abord trois règles.

La première est de séparer partout ce qui tient à la brute de ce qui tient à l'homme.

Un intervalle profond, sans *liaison*, sans *passage*, sépare l'*espèce humaine* de toutes les autres *espèces*. Aucune autre *espèce* n'est voisine de l'*espèce humaine;* aucun *genre* même, aucune *famille*.

---

arbitraire. Le caractère du *genre* est la *fécondité bornée;* le caractère de l'*espèce* est la *fécondité continue*. Voyez mon *Histoire des travaux et des idées de Buffon*, p. 177.

L'*espèce humaine* est seule.

Guidé par sa *ligne faciale*, Camper rapproche l'orang-outang du nègre. Il voit la *forme du crâne* (1), qui fait la ressemblance apparente ; il ne voit pas la *capacité du crâne*, qui fait la différence réelle.

A la *forme* près, le crâne du nègre est le crâne de l'Européen ; la capacité de ces deux crânes est la même. Ce qui est bien plus essentiel, leur cerveau est le même, absolument le même. Et, d'ailleurs, que fait ici le cerveau ? L'esprit humain est un. L'âme est une. Malgré ses malheurs, la race d'Afrique a eu des héros en tout genre. M. Blumenbach, qui a recueilli tout ce qui l'honore, compte, parmi elle, les hommes les plus humains, les plus braves ; des écrivains, des savants, des poëtes. Il avait une bibliothèque toute composée de livres écrits par des nègres. Notre siècle verra sans doute la chute d'un trafic odieux. La philanthropie, la science, la politique, la vraie politique, s'unissent ensemble pour le combattre : l'humanité aura eu aussi sa croisade.

La seconde règle de M. Blumenbach est de n'admettre aucun fait, qu'appuyé sur des documents certains ; et, par là, tout ce qui est puéril, exagéré, tout ce qui est fable, se trouve exclu de la science.

La troisième règle est le fondement même de la science. On se bornait à comparer les extrêmes : M. Blumenbach a posé la règle de ne passer d'un extrême à l'autre que par tous les intermédiaires, par toutes les nuances possibles. Les

---

(1) Ou, plus exactement, la forme, la saillie de la *mâchoire supérieure*. Voyez mon *Histoire des travaux et des idées de Buffon*, p. 183 et suivantes.

cas extrêmes semblent partager l'espèce humaine en races tranchées ; les nuances graduées, les intermédiaires suivis, ne font de tous les hommes que le même homme.

Jamais savant, jamais écrivain, jamais sage, ne parut plus fait pour nous donner la belle science de l'anthropologie. A un savoir immense, M. Blumenbach joignait une critique plus rare encore que le savoir le plus vaste, et plus précieuse : cet art qui discerne, qui juge, un coup d'œil net, un tact sûr, ce bon sens qui ne veut pas être trompé.

Il savait tout ; il avait tout lu : histoires, chroniques, relations, voyages, etc. ; et il se plaisait à dire que c'étaient les voyages qui l'avaient le plus instruit.

Trois sciences concourent, avec l'*anthropologie* proprement dite, pour fonder l'étude de l'homme : la géographie, la philologie et l'histoire.

La géographie nous donne les rapports des races avec les climats; l'histoire nous apprend à suivre les migrations des peuples et leurs mélanges ; et, une fois qu'ils sont mêlés, la philologie nous apprend à les démêler.

Mais, quels que soient les progrès que ces trois sciences ont faits de nos jours, aucune n'est parvenue encore jusqu'à l'unité primitive et certaine de l'homme; chacune la pressent, la devine ; toutes y tendent : grâce à M. Blumenbach, cette unité qu'elles cherchent encore, l'histoire naturelle l'a démontrée.

Ici on peut parler haut, sans craindre l'exagération des paroles. Voltaire dit, de Montesquieu, qu'il a rendu au genre humain ses titres perdus. Le genre humain avait oublié son unité première, et M. Blumenbach la lui a rendue.

Je viens d'examiner les principaux ouvrages de M. Blumenbach, j'entends les ouvrages mêmes qui l'ont rendu célèbre; mais il en est un autre que je ne puis omettre, ouvrage fort différent de ceux-là, du moins par la forme, ouvrage plein d'idées, et l'un des plus spirituels, des plus judicieux, pour parler comme Descartes, des *mieux sensés* qu'on ait jamais écrits sur les sciences.

Cet ouvrage se compose de deux petits volumes. Le titre en est fort simple : c'est celui de *Mélanges d'histoire naturelle*. Le vrai titre serait celui de *Philosophie de l'histoire naturelle.*

Là M. Blumenbach passe en revue toutes les questions philosophiques de cette science : la question de l'*unité première de l'homme*, la question de l'*échelle des êtres*, celle des *idées innées*, celle du prétendu *homme de la nature*, et les autres.

L'objet de l'auteur est de marquer, sur chaque point, jusqu'où va le vrai, et où le système commence. Et, pour en venir là, point d'appareil doctrinal, point de longs raisonnements, point de phrases : un mot, un trait plaisant, une anecdote suffisent.

A propos de l'*unité première de l'homme*, c'est l'idée d'un bon docteur allemand qui, ne pouvant concilier la couleur différente des hommes avec une origine unique, imagine, pour se tirer d'affaire, que Dieu créa deux *Adams*, un *blanc* et un *noir*.

A propos de l'*échelle des êtres*, c'est l'opinion d'un naturaliste anglais, qui propose d'en établir deux, afin de mettre dans l'une tout ce qui ne pourra pas aller dans l'autre.

A propos des *idées innées* et de l'*homme de la nature*, c'est le fait que voici.

Vers le milieu de l'année 1724, on trouva, dans le nord de l'Allemagne, près d'un village nommé Hameln, un jeune garçon tout nu, ne parlant pas, et dévorant avec avidité les fruits dont il pouvait s'emparer.

On était, à ce moment-là, dans le plus fort de la dispute sur les *idées innées*. Aussitôt l'imagination des philosophes de s'échauffer. L'homme qu'on vient de trouver est sans doute l'*homme sauvage*, l'*homme de la nature;* et l'*homme de la nature* va résoudre, enfin, le problème des *idées innées*.

Le comte de Zinzendorf, qui rétablit, plus tard, les frères Moraves, s'empressa de le demander à l'Électeur de Hanovre. L'Électeur de Hanovre venait de l'envoyer en Angleterre. En Angleterre, la curiosité ne fut pas moins vive qu'en Allemagne. *Pierre de Hameln*, c'est ainsi qu'on nomma le jeune sauvage, devint célèbre. Le docteur Arbuthnot écrivit sa vie. Après lui, lord Monboddo l'écrivit une fois encore; et toujours enthousiaste, il proclama le *jeune sauvage* la découverte la plus importante du siècle.

Enfin, M. Blumenbach voulut voir, à son tour, ce qui en était; il se mit à examiner le fait en philosophe aussi, mais en philosophe judicieux et calme; et il se trouva que l'*homme sauvage*, le *prétendu homme de la nature*, la *découverte la plus importante du siècle*, n'était qu'un pauvre enfant, né muet, et chassé du toit paternel par une marâtre.

On voit quel est le fond du livre que je rappelle. Le ton est celui d'une raillerie fine et savante. L'auteur raille,

mais pour faire penser. C'est l'ironie philosophique de Socrate, ou du moins qu'on prête à Socrate, et qu'a eue Voltaire.

Quand on a lu ce livre, on connaît M. Blumenbach tout entier. On a le secret du charme de ses entretiens, du succès de ses leçons, de sa renommée si vaste et si chère à tous ceux qui l'ont approché.

On a surtout le secret de son âme, essentiellement née pour cette *vertu générale,* définie par Montesquieu : l'*amour de tous.* Dans ce livre même, où pourtant la raillerie domine, dès que M. Blumenbach touche à la grande question de l'unité des hommes, il ne raille plus; son langage change aussitôt, et prend naturellement le ton de la sensibilité la plus vraie. Il ne parle jamais des hommes, et de tous les hommes, qu'avec affection. Selon sa doctrine même, tous les hommes sont nés, ou peuvent être nés du même homme. Il appelle les nègres *nos frères noirs.* C'est quelque chose d'admirable que la science qui semble ajouter à la charité chrétienne, qui du moins l'étend, qui invente ce qu'on pourrait appeler la *charité humaine.* Le mot *humanité* n'a tout son sens que dans M. Blumenbach.

J'ai déjà dit que M. Blumenbach, toujours absorbé dans ses grands travaux, avait peu quitté l'Allemagne. Il fit pourtant deux voyages, l'un en Angleterre et l'autre en France. Dans ces deux voyages, il observa tout, mais tout en naturaliste. Cet homme, qui avait passé tant d'années à méditer sur les questions les plus importantes, sur les plus beaux problèmes de l'histoire naturelle, n'avait plus qu'une pensée,

qu'une vue, qu'une préoccupation dominante : préoccupation assez vive pour être quelquefois plaisante.

On peut en juger par ces deux traits que lui-même nous a conservés.

Fêté à Londres par tous les savants anglais, on le conduit, un soir, au théâtre. L'acteur Kemble y jouait le rôle du *Maure de Venise.* A quelques jours de là, Kemble rencontre M. Blumenbach dans une réunion, et lui dit : « Monsieur Blumenbach, pensez-vous que j'aie réussi à bien représenter les caractères du nègre? — Pour les caractères moraux, oui, répond notre naturaliste. » Puis il ajoute : « Mais toute mon illusion était détruite, dès que vous ouvriez la main; car vous aviez des gants noirs, et les nègres ont l'intérieur de la main couleur de chair. » Tout le monde riait; M. Blumenbach seul ne riait pas : il avait parlé très-sérieusement.

Lorsque, après la paix de Tilsitt, la ville de Gœttingue fut comprise dans le royaume de Westphalie, l'Université jugea nécessaire de solliciter la protection du grand Empereur. M. Blumenbach fut choisi pour cette députation. « Je trouvai, dit-il, tous les savants français aussi empressés à seconder mes démarches que s'il se fût agi de sauver une institution française : je dus à ce zèle généreux le succès de ma mission. » — Admis, enfin, à prendre congé en audience solennelle, il se rend dans une salle où attendaient les ambassadeurs de plusieurs nations. Napoléon paraît ; sur lui se portent tous les regards, excepté ceux de M. Blumenbach ; car comment l'aurait-il pu? « J'avais, dit-il, devant moi les ambassadeurs de Perse et de Maroc, deux peuples que je n'avais pas encore vus. »

A sa passion pour l'histoire naturelle, M. Blumenbach joignait la passion de toutes les grandes études. L'érudition, la philosophie, les lettres se partageaient son esprit, et ne l'épuisaient pas. Il était propre aux affaires. Il avait, par excellence, ce jugement fin et tranquille que les affaires demandent. Plus d'une fois, chargé de missions importantes, il s'en tira toujours avec un rare bonheur. La ville de Gœttingue décida même, en considération des services qu'il lui avait rendus, que ses propriétés seraient exemptes d'impôt. Gœttingue lui devait, en effet, tous les genres de reconnaissance. Pendant soixante ans la célébrité du savant et du professeur fut la cause de sa prospérité. Son nom seul y attirait un peuple d'élèves : population brillante, mobile, toujours renouvelée, toujours jeune, toujours savante.

Rien n'égale la vénération que cette population entière avait pour lui. Presque tous ceux de ses disciples qui sont devenus célèbres lui ont dédié leurs ouvrages; et ces dédicaces ne sont pas seulement un hommage d'admiration. On y trouve un sentiment qui le touchait davantage, et qui en effet vaut bien mieux, une affection qui a quelque chose de filial. Que dirais-je de plus? M. de Humboldt a été son élève (1), et les esprits les plus sublimes de l'Allemagne, les Fichte, les Kant, les Schelling, ont commenté ses idées (2).

Dans la vie intime, M. Blumenbach, véritable Allemand,

---

(1) En 1786, il eut l'honneur de voir ses leçons suivies par les Princes Britanniques : le Roi de Bavière les suivit, en 1803; et, en 1829, ce fut son fils, le Prince Royal actuel.

(2) Particulièrement son idée d'une *force formatrice.*

était bon homme, franc, ouvert, de mœurs douces. En lui, la nature honnête brillait partout.

Essentiellement homme de bon sens, après plus de quarante ans d'enseignement, il écrivait ces paroles : « Je n'entre jamais dans un amphithéâtre sans être particulièrement préparé pour chaque leçon, sachant que bien des professeurs « se sont compromis en croyant connaître assez un cours « qu'ils avaient donné vingt fois. »

Il a travaillé jusqu'à la fin de sa vie. « Je n'ai jamais connu, « disait-il, l'ennui que par renommée. » On assure aussi qu'il aimait plus à écouter qu'à parler. Il était sage en tout.

« Le sage, a dit La Fontaine,

« Le sage est ménager du temps et des paroles. »

Il s'était fait une maxime qui peint son âme : « Il faut « savoir, disait-il, attirer et retenir par l'indulgence. »

Il eut tous les bonheurs : une grande gloire, une vie calme, une famille tendrement aimée, des élèves illustres, un fils qui porte dignement son nom.

Sa longue et belle vieillesse fut entourée des hommages les plus touchants. Chaque anniversaire, qui le conservait à la science, était célébré par des fêtes. Soixante et dix-huit Sociétés savantes se l'étaient associé. On frappa des médailles en son honneur. On institua des prix en son nom : fondations utiles qui vivent encore, et qui perpétuent sa mémoire par des bienfaits (1). Cet enthousiasme universel ne le changea

(1) En 1830, les amis de M. Blumenbach, réunis pour fêter le cinquan-

point; il demeura toujours bon, toujours simple, familier même; tout en lui était naturel : nulle prétention, nulle affectation; rien par où il eût voulu se distinguer des autres. « Quand on a bien du mérite, dit Fontenelle, c'en est le « comble que d'être fait comme tout le monde. »

M. Blumenbach est mort le 18 janvier 1840, ayant vécu près d'un siècle : homme d'un esprit supérieur, savant presque universel, philosophe et sage, naturaliste qui a eu la gloire, ou plutôt le bonheur de faire proclamer par l'histoire naturelle la vérité la plus noble, la plus haute sans doute que l'histoire naturelle ait jamais proclamée : L'*Unité physique*, et par l'unité physique, l'*Unité morale* du Genre humain.

---

tième anniversaire de son *doctorat*, eurent l'heureuse idée de perpétuer le souvenir de ce jour, mémorable pour la science, en fondant une bourse de cinq mille thalers (20,000 fr. de notre monnaie), dont le revenu serait adjugé, tous les trois ans, à titre de prix, à un jeune docteur, médecin et naturaliste à la fois, qui aurait fait ses études dans une Université d'Allemagne, et, dit le programme, *jeune*, *pauvre*, *mais digne*.

M. Blumenbach a proclamé lui-même ce prix deux fois, en 1833 et en 1836 : depuis sa mort, il est, alternativement, décerné par la faculté de médecine de Goettingue et par celle de Berlin.

LISTE DES OUVRAGES DE M. BLUMENBACH (1).

1. *Dissertatio inauguralis de Generis Humani varietate nativa.* Gœtting. 1775. Édit. 3e. 1795.
2. *Prolusio anatomica de sinibus frontalibus.* Ibid. 1779.
3. *Manuel d'histoire naturelle*, 2 vol. Ibid. 1779-80; 2e édit. 1782; 3e édit. 1787; 4e édit. 1791; 5e édit. 1797; 6e édit. 1799; 7e édit. 1804; 8e édit. 1807; 9e édit. 1814; 10e édit. 1821; 11e édit. 1825; 12e édit. 1830; 13e édit. 1832.
4. *Sur la tendance formative* (nisus formativus), etc. Ibid. 1781. Nouv. édit. 1789; nouv. édit. augmentée 1791.
5. *Histoire et description des os du corps humain.* Ibid. 1786; 2e éd. augmentée, ibid. 1807.
6. *De oculis leucaethiopum et iridis motu.* Ibid. 1786.
7. *Introductio in historiam medicam litterariam.* Ibid. 1786.
8. *Institutiones physiologicae.* Ibid. 1787. Edit. 2 auct. et emendat.; ibid. 1798. Edit. 3e 1810. Edit. 4e, 1821.
9. *Specimen physiologiae comparatae inter animantia calidi et frigidi sanguinis.* Ibid. 1786.
10. *Nuperae observationes de nisu formativo et generationis negotio.* Ibid. 1787.
11. *Synopsis systematica scriptorum, quibus inde ab inauguratione Acad. Georg.* Aug. die 17 sept. 1737 *usque ad* 1787 *disciplinam suam augere studuerunt Prof. med. Gœttingenses.* Ibid. 1788.
12. *Deux traités sur la force nutritive.* Saint-Pétersbourg, 1789.
13. *Specimen physiol. comparatæ inter animalia calidi sanguinis vivipara et ovipara.* Gœtting. 1789.
14. *Mélanges d'histoire naturelle*, 1er vol. Gœtting., 1790. 2e édit., 1806; 2e vol., 1811.

---

(1) Cette liste est fort incomplète; elle contient pourtant les principaux ouvrages de notre auteur. Quant à ce qui regarde la personne de M. Blumenbach, j'ai puisé plusieurs faits dans le bel *Éloge* de ce naturaliste, par M. Marx; et M. Blumenbach fils, aujourd'hui conseiller aulique de S. M. le Roi de Hanovre, a bien voulu me transmettre quelques détails particuliers sur la vie intime de son illustre père.

15. *Decas (I, II, III, IV, V et VI) collectionis suae craniorum diversarum gentium illustrata.* Ibid. 1790—1820.

16. *Observations on some Egyptian Mummies opened in London.* Londres, 1794.

17. *De vi vitali sanguini neganda.* Gœtting., 1795.

18. *Représentations* (dessins) *d'objets d'histoire naturelle.* 10 cah., ib. 1796-1810. 2e édit., 3 cah. 1810. 3e édit., cah. 1er, 1827.

19. *Manuel d'anatomie comparée.* Ibid. 1805. 2e édit., 1815; 3e édit., 1824.

20. *Petites œuvres concernant la physiologie et l'anatomie comparées.* Leipzig, 1800, 2e édit.; ibid., 1804.

21. *De Ornithorynchi paradoxi fabrica Observationes quædam anatomicæ.* (Mém. de la Soc. méd. d'Émulation). Paris, 1801.

22. *Specimen archaeologiae telluris, terrarumque inprimis Hannoveranarum.* Spec. II. Gœtting., 1804-16.

23. *Specimen historiae naturalis, antiquae artis operibus illustratae, eaque vicissim illustrantis.* Ibid. 1808.

24. *De quorundam animantium coloniis sive sponte migratis, sive casu aut studio ab hominibus aliorsum translatis.* Ibid. 1824.

25. *De veterum artificium anatomicae peritiae laude limitanda, celebranda vero eorum in charactere gentilitio exprimendo accuratione.* Ibid., 1828.

26. *Specilegium observationum de generis humani varietate nativa.* Ibid., 1832.

Il a été l'éditeur de la *Bibliothèque médicale*, 3 vol., ibid., 1783-94.

Il a publié plusieurs avant-propos et annotations pour différents ouvrages; il a écrit une foule d'articles pour différents journaux, et plusieurs notices sur des professeurs de Gœttingue, à mesure que l'Université les perdait (1).

---

(1) Voyez, pour plus de détails, l'*Éloge*, déjà cité, de M. Marx.

MÉMOIRES

DE

L'ACADÉMIE ROYALE DES SCIENCES

DE L'INSTITUT DE FRANCE.

RELATION
DES EXPÉRIENCES

ENTREPRISES

PAR ORDRE DE MONSIEUR LE MINISTRE
DES TRAVAUX PUBLICS,

ET SUR LA PROPOSITION

DE LA COMMISSION CENTRALE DES MACHINES A VAPEUR,

POUR DÉTERMINER
LES PRINCIPALES LOIS ET LES DONNÉES NUMÉRIQUES QUI ENTRENT
DANS LE CALCUL

DES MACHINES A VAPEUR.

PAR M. V. REGNAULT.

INTRODUCTION.

Le calcul théorique du travail produit par les machines à vapeur, est fondé sur quelques principes incontestables de la mécanique générale et sur plusieurs lois physiques qui sont loin d'avoir été établies jusqu'ici sur des bases certaines. Les auteurs qui ont écrit sur la théorie de ces machines ont été obligés d'admettre, comme bases de leurs calculs, des lois qui ne doivent être considérées que comme des hypothèses

auxquelles les physiciens ont été conduits, le plus souvent, en étendant aux vapeurs des lois qui ne sont pas même rigoureusement exactes pour les gaz permanents. Aussi, lorsque l'on compare le travail réellement produit par une machine avec celui que donne le calcul théorique, on trouve toujours, même pour les meilleures machines, un déficit considérable. Une grande partie de ce déficit peut être attribuée aux perturbations apportées aux conditions physiques par le jeu même des appareils; elle est due aux pertes de force vive occasionnées par le refroidissement de la vapeur, au travail résistant qui se développe pendant sa marche à travers des tuyaux de formes irrégulières et à son passage par des orifices plus ou moins rétrécis. Enfin il y a des pertes de force vive produites par les frottements et les vibrations des divers éléments de la machine. Mais une grande partie de la différence pourrait bien être occasionnée par l'inexactitude des lois fondamentales que l'on a admises dans le calcul.

Les mécaniciens appelaient depuis longtemps de leurs vœux un travail général ayant pour but d'établir ces lois fondamentales sur une série d'expériences directes, exécutées avec les moyens de précision que les sciences physiques nous présentent maintenant. J'avais formé, depuis quelque temps, le projet de m'occuper de ce travail, et, à plusieurs reprises, j'avais tenté quelques expériences d'essai, mais elles avaient seulement servi à me démontrer que des résultats précis ne pouvaient être obtenus qu'au moyen d'appareils considérables, dont les frais de construction dépassaient beaucoup les moyens très-bornés que nous avons à notre disposition dans les laboratoires de physique, et j'aurais été arrêté complétement dans l'exécution de mes projets, si M. le ministre des

travaux publics, sur la proposition de M. Legrand, sous-secrétaire d'État, avec une bienveillance qui sera appréciée par tous les amis des sciences, n'avait mis à ma disposition les fonds nécessaires à l'exécution de ce long et pénible travail.

Pour faire comprendre nettement quelles sont les principales lois sur lesquelles repose la théorie des machines à vapeur, il me paraît nécessaire d'exposer en quelques mots les principes de cette théorie.

On peut diviser tous les systèmes connus de machines à vapeur en quatre classes :

1° Les machines sans détente et sans condensation.
2° Les machines avec détente et sans condensation.
3° Les machines sans détente avec condensation.
4° Les machines avec détente et condensation.

Les trois premières classes de machines peuvent être considérées, sous le rapport théorique, comme des cas particuliers de la quatrième classe, qui réalise le cas le plus complexe, le seul dont nous ayons besoin de nous occuper.

Nous supposerons une machine idéale, qui ne se trouve soumise à aucune cause de refroidissement extérieure, ni à aucune perte de force vive produite par les frottements, les rétrécissements des orifices, etc., etc. Nous supposerons la chaudière d'une capacité très-grande, relativement à celle du corps de pompe, de telle sorte que la pression de la vapeur puisse être considérée comme absolument constante dans la chaudière pendant le jeu des appareils, la chaleur du foyer reproduisant constamment la quantité de vapeur consommée par la machine.

Soient :

ω la surface du piston exprimée en mètres carrés;

x le chemin que le piston a parcouru depuis l'instant où la vapeur arrive dans le cylindre, avec la tension de la chaudière, jusqu'au moment que nous examinons;

P la pression constante de la vapeur dans la chaudière, exprimée en kilogrammes et rapportée au mètre carré de surface;

T la température de la vapeur;

v la capacité en mètres cubes de la partie du cylindre parcourue par le piston à partir de son point de départ jusqu'à la hauteur x;

V^1 la capacité totale du corps de pompe.

I. Une première loi, qu'il nous importe de connaître, est *la loi qui lie les forces élastiques avec les températures.*

Nous distinguerons deux périodes dans la durée d'une excursion du piston. Pendant la première période, le corps de pompe communique librement avec la chaudière; la pression totale de la vapeur sur la surface du piston est $P\omega$.

Si le piston avance d'une quantité dx, le travail élémentaire produit sera

$$P\omega dx = P dv.$$

Le travail total produit pendant la première période, c'est-à-dire, depuis l'origine du mouvement du piston jusqu'au moment où l'introduction de la vapeur cesse, et qui correspond à une capacité V parcourue par le piston dans le corps de pompe, est exprimé par

$$PV.$$

Pendant la seconde période, qui est la période de la détente, il n'arrive plus de vapeur de la chaudière, mais la vapeur renfermée dans le corps de pompe continue à presser le piston ; à mesure que celui-ci monte, la vapeur occupe un espace de plus en plus grand, sa force élastique diminue, et sa température s'abaisse par suite de la chaleur latente absorbée pendant la dilatation.

L'expérience n'a pas décidé quelles étaient les lois qui présidaient à ces variations ; mais il ne peut arriver que l'un des trois cas suivants :

Premier cas. La quantité de chaleur absorbée par un kilogramme d'eau liquide à 0°, pour se réduire en vapeur, et que nous appellerons, pour simplifier, *chaleur totale de la vapeur,* est la même, quelle que soit la pression, pourvu que la vapeur soit à son maximum de densité. Si cette loi est exacte, la vapeur restera toujours à l'état de saturation pendant toute la période de la détente, les pressions de la vapeur varieront en raison inverse des volumes, et elles présenteront constamment, avec les températures, les relations qui lient les températures de la vapeur saturée avec ses forces élastiques.

Deuxième cas. La chaleur totale de la vapeur est d'autant plus considérable que sa force élastique est plus grande. Comme nous supposons que la vapeur n'est soumise à aucune cause extérieure de refroidissement, il est clair qu'à mesure que la vapeur se dilatera dans un espace plus grand, elle exigera une quantité de plus en plus petite de chaleur totale pour conserver l'état de vapeur ; il y aura, par conséquent, pendant la dilatation, dégagement d'une certaine quantité de chaleur latente, qui deviendra sensible au thermomètre

et élèvera la température de la vapeur au-dessus du point qui correspond à la saturation. La température de la vapeur s'abaissera donc moins rapidement que dans le premier cas; la vapeur se trouvera suréchauffée pendant la détente, et la pression de la vapeur sur le piston diminuera moins rapidement que cela n'aurait lieu suivant la loi de Mariotte.

Troisième cas. La chaleur totale de la vapeur est d'autant plus petite que sa force élastique est plus grande. Si cette loi était la véritable, il y aurait précipitation d'eau liquide pendant la détente, la vapeur resterait constamment à l'état de saturation, mais les forces élastiques de la vapeur décroîtraient plus rapidement que suivant la loi de Mariotte.

Dans l'absence d'expériences décisives qui fixent l'exactitude de l'une ou de l'autre de ces trois hypothèses, les mécaniciens ont généralement adopté la première, qui est à la fois la plus simple et la plus précise. Cette hypothèse assimile la détente de la vapeur à celle d'un gaz permanent qui se dilaterait dans une enceinte mobile dont les parois restitueraient constamment au gaz la quantité de chaleur qui est absorbée à l'état latent pendant son expansion, de manière à ce que sa température reste invariable.

Le travail développé pendant la détente se calcule alors de la manière suivante :

Soient v le volume de la vapeur et p sa pression à un instant donné;

dx le chemin parcouru par le piston, pendant que le volume devient $v + dv$, le travail élémentaire produit sera

$$p\omega dx = pdv.$$

Au commencement de la détente, le volume est V et la

pression P; et comme nous admettons la loi de Mariotte entre les volumes de la vapeur et les forces élastiques pendant la détente, nous aurons

$$p = \frac{PV}{v}, \quad pdv = PV\frac{dv}{v},$$

et le travail total, produit pendant que le volume de la vapeur passe de V à V_1, est

$$\int_V^{V_1} PV\frac{dv}{v} = PV \log\frac{V_1}{V} = PV \log\frac{P}{P_1}.$$

C'est l'expression du travail produit pendant la période de la détente. La quantité totale de travail produit pendant une excursion complète du piston est donc

$$PV\left(1 + \log\frac{P}{P_1}\right).$$

Jusqu'ici, nous ne nous sommes occupés que de la pression qui s'exerce sur l'une des faces du piston, mais l'autre face se trouve constamment soumise à la pression qui existe dans le condenseur. Nous supposerons cette dernière pression constante pendant toute l'excursion du piston et représentée par f. La quantité de travail résistant qu'elle aura produit pendant l'excursion du piston, sera

$$fV_1 = f\frac{VP}{P_1};$$

de sorte que le travail moteur reste exprimé par

$$PV\left(1 + \log\frac{P}{P_1} - \frac{f}{P_1}\right).$$

Si n représente le nombre de coups de piston que la machine donne par minute, le travail produit pendant l'unité de temps sera exprimé par

$$nPV\left(1 + \log\frac{P}{P_1} - \frac{f}{P_1}\right).$$

Mais l'exactitude de la formule dépend de l'exactitude de l'hypothèse que nous avons admise plus haut; et il est nécessaire de déterminer par des expériences directes :

II. *Les quantités de chaleur qu'il faut fournir à un kilogramme d'eau à zéro pour la réduire en vapeur sous les différentes pressions.*

Ces quantités de chaleur se composent de deux parties distinctes : la chaleur nécessaire pour élever la température de l'eau liquide depuis o° jusqu'au point où le changement d'état a lieu, et la chaleur latente de vaporisation. Si l'on veut pouvoir distinguer ces deux portions de la chaleur totale de la vapeur, il faut déterminer par des expériences :

III. *La capacité calorifique de l'eau liquide pour les diverses températures.*

Enfin, si la chaleur totale de la vapeur n'est pas constante sous toutes les pressions, il faudra encore connaître, pour calculer la détente :

IV. *La chaleur spécifique de la vapeur aqueuse à différents états de densité et aux diverses températures.*

On peut évaluer le travail théorique produit par une machine à vapeur, en désignant la quantité de travail qu'elle est susceptible de donner pour chaque kilogramme de vapeur consommée.

Pour cela, soit ϖ le poids du mètre cube de vapeur sous la pression P et à la température T, π le poids de la vapeur consommée par la machine en 1^m. Nous aurons $nV = \frac{\pi}{\varpi}$, et par suite le travail produit par la machine, avec un kilogramme de vapeur, sera exprimé par

$$P\frac{\pi}{\varpi}\left(1 + \log\frac{P}{P_1} - \frac{f}{P_1}\right).$$

Mais pour pouvoir calculer, dans chaque circonstance, la valeur de ϖ, il faut connaître :

V. *La loi suivant laquelle varie la densité de la vapeur d'eau à saturation sous les différentes pressions;*

VI. *Le coefficient de dilatation de la vapeur d'eau prise dans ses différents états de densité.*

Les mécaniciens admettent pour la plupart que le poids ϖ du mètre cube de vapeur sous la pression P et à la température T, peut être calculé en appliquant à la vapeur à saturation la loi de Mariotte et la loi de la dilatation uniforme des gaz : or, ces lois ne sont même pas rigoureusement exactes pour les gaz permanents, et il est à craindre qu'elles ne soient complétement fausses pour les vapeurs saturées.

Enfin, la méthode la plus généralement adoptée pour comparer les machines à vapeur, consiste à indiquer les quantités de travail qu'elles fournissent pour chaque kilogramme de combustible brûlé. Il faut connaître, pour cela, le poids K de vapeur sous la pression P qu'un kilogramme de combustible peut développer dans les circonstances où on l'emploie; et on a alors, pour le travail produit par 1 kilogramme de combustible,

$$P.K\frac{\pi}{\varpi}\left(1+\log\frac{P}{P_1}-\frac{f}{P_1}\right).$$

La quantité K dépend de plusieurs circonstances dont nous ne pouvons nous occuper ici, telles que la qualité du combustible, la nature du fourneau, la disposition de la chaudière, etc., etc., etc.

En résumé, le calcul théorique des machines à vapeur exige la connaissance des lois et des données suivantes :

I. La loi qui lie les températures et les forces élastiques de la vapeur aqueuse à saturation ;

II. Les quantités de chaleur qu'absorbe 1 kilogramme d'eau liquide à 0°, pour se réduire en vapeur à saturation sous les diverses pressions ;

III. Les quantités de chaleur qu'absorbe 1 kilogramme d'eau liquide à 0°, pour élever sa température jusqu'à celle à laquelle il prend l'état de vapeur sous les différentes pressions ;

IV. La chaleur spécifique de la vapeur aqueuse à différents états de densité et aux diverses températures ;

V. La loi suivant laquelle varie la densité de la vapeur aqueuse à saturation sous les différentes pressions ;

VI. Les coefficients de dilatation de la vapeur aqueuse prise dans ses différents états de densité.

Avant d'aborder la recherche de ces diverses lois, il était nécessaire de traiter plusieurs questions préliminaires afin de fixer avec certitude les données auxiliaires indispensables, et surtout afin de définir nettement les conditions auxquelles doivent satisfaire les thermomètres, au moyen desquels nous mesurons les températures, pour être des instruments rigoureusement comparables.

Ces recherches préliminaires m'ont forcé d'entreprendre successivement de longues séries d'expériences dont j'étais loin de prévoir la nécessité lorsque j'ai entrepris ce travail. Il m'a fallu reprendre, en effet, la détermination d'un grand nombre de données, qui, pour la plupart, paraissaient fixées avec une certitude complète par les recherches de mes prédécesseurs, et sur lesquelles les physiciens ne conservaient aucun doute.

L'ensemble de ces recherches sera publié dans une suite de mémoires détachés : je me réserve, à la fin de mon travail, de les résumer dans un rapport qui sera adressé à M. le ministre des travaux publics, et dans lequel les résultats seront présentés sous la forme qui convient au point de vue spécial sous lequel ce travail a été entrepris, c'est-à-dire au calcul théorique des machines à vapeur.

Mes expériences exigeaient souvent le concours d'un grand nombre d'observateurs; j'ai été obligé de profiter de l'obligeance de plusieurs de mes élèves, parmi lesquels je me plais à citer MM. Bertin, Grassi, Bertrand, Lissajoux, Silbermann; qu'il me soit permis de leur adresser ici publiquement mes remercîments.

Mais je dois témoigner d'une manière toute particulière ma reconnaissance à mon ami M. Izarn, pour le zèle et l'abnégation complète avec lesquels il m'a aidé dans cette longue série de travaux, dont quelques-uns n'étaient pas sans danger, et qui tous ont été très-pénibles, ainsi que dans les longs et fastidieux calculs numériques qui en ont été la suite. A l'aide de son active coopération, il m'a été permis de terminer ces travaux en beaucoup moins de temps qu'il ne m'eût été possible de le faire, si j'avais été réduit à mes seuls efforts personnels.

PREMIER MÉMOIRE.

SUR LA DILATATION DES FLUIDES ÉLASTIQUES (1).

PREMIÈRE PARTIE.

Dilatation de l'air atmosphérique sous la pression ordinaire de l'atmosphère.

Il n'existe pas en physique d'élément numérique qui ait été soumis à un plus grand nombre de déterminations expérimentales que le coefficient de dilatation de l'air, et cependant nous ne pouvons pas dire que ce coefficient nous soit connu jusqu'à présent avec une précision suffisante.

Les expériences des anciens physiciens ont donné des nombres tellement différents qu'on ne peut en tirer aucun parti; la plupart des circonstances qui influent sur le phénomène leur étaient complétement inconnues.

Les expériences de M. Gay-Lussac (2) sur la dilatation

(1) Les recherches contenues dans ce mémoire ont été publiées dans les *Annales de chimie et de physique*, troisième série, tome IV, page 5, et tome V, page 52.

(2) *Annales de chimie*, première série, tome XLIII, page 137; *Traité de physique*, de Biot, tome I, page 182.

des gaz, semblaient devoir fixer à jamais l'incertitude des physiciens. M. Gay-Lussac fit voir, par un grand nombre d'expériences, que le coefficient de dilatation entre 0° et 100° était le même pour tous les gaz et pour les vapeurs, lorsqu'elles sont un peu éloignées de leur point de condensation, et que sa valeur était 0,375. Ce coefficient fut adopté par tous les physiciens et employé dans les calculs, jusqu'à ce que, dans ces dernières années, un physicien suédois, M. Rudberg, vint jeter du doute sur son exactitude. Par une série d'expériences faites avec soin, Rudberg chercha à faire voir que le coefficient de M. Gay-Lussac était trop fort, et que sa véritable valeur devait être comprise entre 364 et 365.

Comme le travail de Rudberg n'a jamais paru en France, il m'a semblé convenable d'en donner ici un extrait.

Rudberg a publié deux Mémoires sur le coefficient de dilatation de l'air. Dans le premier (*Annales de Poggendorff*, tome XLI), il emploie, pour le déterminer, des espèces de thermomètres à air, formés par des boules de verre renfermant de 120 à 150 grammes de mercure et soudées à un tube thermométrique. On commence par remplir cet appareil d'air sec. Pour cela, on engage le tube thermométrique ouvert dans un tube rempli de fragments de chlorure de calcium. On chauffe la boule fortement avec une lampe à alcool, puis on la laisse refroidir. En répétant cette expérience cinquante ou soixante fois, on finit par n'avoir plus que de l'air sec dans la boule. D'autres fois, on mettait le tube de chlorure en communication avec la machine pneumatique, et l'on faisait cinquante ou soixante fois de suite le vide, en laissant chaque fois rentrer l'air. Ces deux procédés de dessiccation ont été

employés indifféremment, ils n'ont jamais donné de différence sensible.

La boule remplie d'air sec, et toujours munie de son tube à chlorure de calcium, était placée dans un vase AB où l'on faisait bouillir de l'eau (*Pl. I, fig.* 1); de telle sorte que la boule et le tube thermométrique se trouvassent entièrement plongés dans la vapeur. Lorsque l'eau avait bouilli pendant trois quarts d'heure ou une heure, on enlevait le tube à chlorure de calcium, et dix minutes après, on fermait à la lampe la pointe effilée du tube thermométrique, et l'on notait au même moment la hauteur du baromètre.

La boule était pesée sur une balance très-sensible; on la disposait ensuite sur l'appareil (*Pl. I*, *fig.* 2). Le tube thermométrique traverse le trou *b* d'une capsule en métal *abc*, fixée elle-même au support AB. On fait descendre le bras CD jusqu'à ce que la pointe du tube thermométrique plonge à une assez grande profondeur dans la petite cuve à mercure EFGH. On casse la pointe du tube, le mercure s'élève dans la boule. On enveloppe celle-ci de neige, que l'on place sur la capsule *abc;* l'eau provenant de la fusion de la neige s'écoule par le petit tuyau *f*. On maintient ainsi la boule à 0°, au moins pendant deux heures, en remplaçant par de nouvelle neige celle qui se résout en eau. On ferme alors l'extrémité du tube thermométrique au moyen d'un peu de cire molle renfermée dans une petite cuiller en fer, et l'on note au même moment la hauteur du baromètre.

On enlève ensuite la neige, et l'on procède à la détermination de la hauteur du mercure soulevé. Rudberg se servait pour cela d'un appareil KML, qui se compose d'une tige verticale supportée par un trépied à vis calantes. Le long de

cette tige se meut un bras *lmo* qui porte un anneau cylindrique *gn*, dont le plan inférieur est parfaitement horizontal. On fait descendre cet anneau jusqu'à ce que son plan comprenne exactement le niveau du mercure dans la boule. En même temps, on fait descendre la tige à vis KS jusqu'à ce que sa pointe vienne affleurer à la surface du mercure dans la cuve. On enlève ensuite l'appareil KLM, et l'on mesure, au moyen d'une règle divisée, la distance de l'anneau à la pointe.

La boule est pesée avec le mercure qu'elle contient, après que le petit morceau de cire a été enlevé.

Le tube thermométrique est courbé à la lampe, de manière à ce que son extrémité ouverte puisse plonger dans une petite capsule pleine de mercure; on remplit tout l'appareil de mercure, que l'on fait bouillir avec grand soin. Après le refroidissement, on entoure de neige la boule et le tube, de manière à les laisser se remplir entièrement de mercure à 0°. On enlève ensuite la boule, en ayant soin de recueillir dans une petite capsule le mercure qui sort par dilatation; on la place dans l'appareil à ébullition, et l'on reçoit le mercure qui en sort dans la même capsule. Ce mercure est pesé avec soin, ainsi que celui qui est resté dans la boule. On a ainsi le poids total du mercure qui remplit l'appareil à 0°, et tous les éléments nécessaires pour calculer le coefficient de dilatation du verre.

Le verre employé pour les appareils de Rudberg était un verre à potasse de Suède, de la fabrique de Reymira. Son coefficient de dilatation entre 0° et 100° a été trouvé de 0,002285, comme moyenne de vingt-quatre expériences dont les nombres extrêmes sont : 0,002256 et 0,002321.

Les trois premières expériences pour déterminer le coefficient de dilatation de l'air ont été faites sans ramener l'air à 0°; on plaçait seulement la boule dans un cylindre rempli d'eau, dont on prenait la température avec un thermomètre. Ces trois expériences ont donné les nombres suivants :

0,3633
0,3617
0,3623

Moyenne = 0,3624

Rudberg ne regarde pas ces expériences comme très-exactes, 1° parce que la température de l'eau environnant la boule n'était jamais absolument stationnaire, mais qu'elle changeait d'une manière sensible pendant l'expérience; 2° parce que la différence de température n'était pas de 100°, mais seulement de 90°.

Les expériences faites en ramenant l'air à 0°, ont donné :

0,3643
0,3654
0,3644
0,3650
0,3653
0,3636
0,3651
0,3643
0,3645

Moyenne = 0,3646

Ces expériences ont été faites sous des pressions barométriques très-différentes : en effet, les hauteurs du baromètre

ont varié depuis 742,77 jusqu'à 779,85; par conséquent, la température à laquelle l'air a été chauffé a varié depuis 99°,89 jusqu'à 100°,73. La hauteur de la colonne de mercure soulevée dans l'appareil a varié de 35^{mm} à $166^{mm},5$.

Rudberg discute ensuite les causes qui pourraient amener des erreurs constantes dans ses résultats. Il fait observer que la capillarité ne peut pas exercer d'effet sensible dans ses appareils, parce qu'elle a lieu sur une surface de mercure qui a environ deux tiers de pouce de diamètre. Le frottement du mercure le long des parois du tube thermométrique n'a pas non plus exercé d'influence; autrement, on aurait observé des différences dans les expériences où la hauteur du mercure soulevé a varié de 35^{mm} à 166^{mm}.

Rudberg a fait encore des expériences avec des gros tubes de verre de $\frac{2}{3}$ de pouce décimal de diamètre et de 8 pouces de long (1). Ces expériences ne lui paraissent pas aussi exactes que les premières, parce qu'il n'a pas pu faire bouillir le mercure dans ces appareils.

Elles ont donné les deux nombres

	0,3646
	0,3662
Moyenne. . . . . =	0,3654

Des expériences faites sur l'air non desséché ont donné 0,3840 et 0,3902, ce qui donne une idée de l'influence de l'humidité sur le coefficient de dilatation. Le même appareil, ayant été séché de nouveau avec soin et rempli de gaz sec, a donné 0,3652.

(1) Mesure suédoise.

Dans son second Mémoire (*Annales de Poggendorff*, tome XLIV), Rudberg donne une série d'expériences faites au moyen d'un appareil particulier, fondé sur l'observation des forces élastiques qu'une même masse d'air sec prend à 0° et à 100°, cette masse occupant toujours le même volume, en faisant abstraction toutefois de la dilatation du verre.

Cet appareil est représenté *fig.* 3. Il se compose d'un cylindre AB renfermant de l'air sec et qui se trouve en communication avec un second tube *d*C par l'intermédiaire d'un tube capillaire B*bd*. Le tube *d*C est luté dans le couvercle d'une boîte renfermant un sac de cuir plein de mercure, dont le volume peut être diminué, comme dans les baromètres, au moyen de la vis M. Un tube de verre ED de 50 centimètres environ de hauteur est luté dans le même couvercle. Au moyen de la vis, on fait monter le mercure dans les tubes. Sur la partie verticale du tube *bd*, on a tracé en α un trait très-fin. On fait monter le mercure jusqu'à ce trait au moyen de la vis, 1° lorsque le réservoir AB est refroidi à 0° par de la glace; 2° lorsqu'il est échauffé à 100°.

Le volume de l'air reste ainsi le même aux deux températures, quand on néglige la dilatation du verre. Pour mesurer les hauteurs du mercure dans les deux tubes, on a placé immédiatement derrière ces tubes une règle en laiton EPRND divisée en millimètres, dont les traits sur la partie inférieure, depuis α jusqu'à b, ont été prolongés assez pour passer à la fois derrière les deux tubes. On peut ainsi déterminer facilement les différences de hauteur entre α et le ménisque du mercure dans le tube ED.

Le réservoir AB avait été bien desséché avant de luter les tubes dans la boîte. Pour cela, la partie inférieure du tube *d*C

avait été étirée en pointe et mise en communication avec un tube très-large rempli de chlorure de calcium, qui lui-même communiquait avec une machine pneumatique. L'air ayant été soutiré environ cinquante fois et remplacé par de l'air sec, on ferma à la lampe la pointe effilée : le tube DC fut ajusté dans la boîte remplie de mercure sec, et quand ce tube fut solidement luté, on cassa sa pointe sous le mercure.

La dépression capillaire en α a été déterminée par une expérience directe, avant que le tube étroit B*bd* n'eût été soudé au réservoir AB. Cette dépression a été trouvée de $18^{mm},5$.

Le calcul de l'expérience est extrêmement simple. Soient, pendant que l'air est refroidi à 0°,

H' la pression barométrique,
h' la différence de niveau $a\alpha$,
e la dépression capillaire en α,
k le coefficient de dilatation du verre,

on a pour la force élastique de l'air $H' + h' - e$.

Quand l'air est chauffé à la température T par l'eau bouillante, on a pour sa force élastique $H'' + h'' - e$,

d'où $$1 + \alpha T = \frac{H'' + h'' - e}{H' + h' - e}(1 + kT).$$

Douze expériences avec ce procédé ont donné les nombres suivants :

0,3640	0,3643
0,3648	0.3648
0,3641	0,3653
0,3648	0,3640
0,3640	0,3664
0,3656	0,3645

Moyenne = 0,36457.

Cette moyenne est la même que celle qui a été trouvée par le premier procédé; Rudberg en conclut que la dilatation de l'air, de 0° à 100°, doit être comprise entre 0,364 et 0,365.

Rudberg termine son second Mémoire par une remarque importante, qui avait déjà été faite en 1803 par Gilbert (*Annales de Gilbert*, tome XIV, page 267), mais qui depuis était tombée tout à fait dans l'oubli; savoir, que les expériences de MM. Dalton et Gay-Lussac, que l'on avait regardées comme ayant donné des résultats presque identiques, diffèrent, au contraire, beaucoup. En effet, dans le Mémoire de Dalton, extrait des Mémoires de la Société de Manchester (*Annales de Gilbert*, tome XII, page 313), il est dit : « J'ai trouvé, à plusieurs reprises, que 1000 parties d'air atmosphérique, sous la pression ordinaire de l'atmosphère, se dilatent depuis 55° F. jusqu'à 212° F., de manière à former un volume 1321; ce qui donne, en y ajoutant 4 parties pour la dilatation du verre, une dilatation de 325 parties pour une différence de température de 157° de l'échelle de Fahrenheit. »

Il est évident que le volume d'air qui est admis ici pour unité est celui que possédait l'air à 55° F., ou à 12°,78 C. Si, au contraire, on prend pour unité le volume de l'air à 0°, et si l'on pose $= 100\alpha$ la dilatation entre 0° et 100°, les résultats de Dalton donnent :

$$1 + 12,78\alpha : 1 + 100\alpha :: 1000 : 1,325;$$

d'où

$$100\alpha = 0,392.$$

C'est donc là le véritable résultat des expériences de Dalton. Au reste, M. Dalton ne paraît pas s'être aperçu lui-même de l'erreur qui s'est glissée dans ses calculs, car il dit

dans son nouveau système de philosophie chimique : « Le volume de l'air, d'après les expériences de M. Gay-Lussac et les miennes, étant 1000 à 32° F., devient 1376 à 212° F. »

Ainsi, d'après les expériences de Rudberg, le coefficient de dilatation de l'air admis depuis longtemps par les physiciens serait beaucoup trop fort. Le nombre 0,3646, qui est le résultat moyen de ses expériences, doit-il être adopté dès à présent dans les calculs de la physique?

Il m'a semblé que de nouvelles expériences étaient nécessaires pour lever tous les doutes à cet égard, et je n'ai pas hésité à m'y livrer, persuadé que ces expériences seraient de quelque utilité à la science, lors même qu'elles ne feraient que confirmer les résultats obtenus par l'habile physicien suédois (1).

J'ai fait mes expériences par quatre procédés différents.

Première série d'expériences.

Elle a été faite par une méthode semblable à celle qui a été employée par Rudberg dans son premier travail, et qui est au reste celle au moyen de laquelle Dulong et Petit ont fait la comparaison du thermomètre à mercure avec le ther-

(1) Pendant que je me livrais à ces recherches, M. Magnus traitait la même question à Berlin. — Le mémoire de M. Magnus a été présenté à l'Académie de Berlin, le 25 novembre 1841 ; mon mémoire a été lu à l'Académie des sciences de Paris, le 13 décembre 1841 ; mais j'avais communiqué verbalement quelques résultats de mon travail dans la séance du 12 avril 1841. (*Voyez* les *Comptes-rendus des séances de l'Académie*, tome XII, page 661.) Le mémoire de M. Magnus est imprimé dans les *Annales de chimie et de physique*, troisième série, tome VI, page 330.

momètre à air. Seulement j'ai remplacé la petite boule de Rudberg, qui ne contenait que 150 à 200 grammes de mercure, par des réservoirs cylindriques de 25 à 30^{mm} de diamètre et de 110^{mm} environ de long, contenant de 800 à 1000 grammes de mercure. J'ai préféré la forme cylindrique à la forme sphérique, parce qu'elle ne donne pas, comme celle-ci, des effets de réfraction qui peuvent donner lieu à des erreurs sensibles, quand on mesure à distance, au moyen de lunettes, les hauteurs du mercure soulevées. Il m'a semblé aussi qu'il était convenable d'augmenter la capacité du réservoir d'air.

Le réservoir cylindrique AB (*fig.* 4) était terminé par un tube thermométrique ACD dont on a fait varier successivement le diamètre intérieur depuis $\frac{1}{2}^{mm}$ jusqu'à 2^{mm}. Le tube thermométrique avait été étiré en pointe, et son extrémité recourbée à angle droit.

Cet appareil était engagé, au moyen d'un bouchon E, dans le couvercle KK′ d'un vase en fer-blanc V, dans lequel on faisait bouillir de l'eau. La vapeur qui se forme dans la partie inférieure du vase est obligée de passer par l'espace annulaire LL′ qui a pour but d'empêcher le refroidissement par le contact de l'air extérieur, avant de s'échapper par le tuyau latéral M. En N se trouve une petite tubulure, et sur la paroi intérieure, immédiatement en face de N, il existe une petite ouverture circulaire O. On engage au moyen d'un bouchon dans la tubulure, un tube de verre recourbé F qui sert de manomètre, et dont une des extrémités ouvertes passe par le trou O, et se trouve ainsi en communication immédiate avec l'intérieur du vase V. L'autre extrémité communique avec l'air. La colonne d'eau renfermée dans les deux branches verticales

montre, par ses différences de niveau, si la pression est la même à l'intérieur et à l'extérieur. Le réservoir AB et le tube thermométrique qui le surmonte, se trouvent ainsi complétement plongés dans la vapeur de l'eau bouillante.

Lorsque l'eau est en pleine ébullition, on adapte, au moyen d'un tube de caoutchouc, la pointe du tube thermométrique à un appareil de dessiccation. Cet appareil se compose des tubes recourbés G, G', ayant chacun 1 mètre environ de longueur et 20^{mm} de diamètre. Ces tubes sont remplis de pierre ponce concassée et imbibée d'acide sulfurique concentré; ils sont réunis entre eux par des tubes de caoutchouc, et communiquent avec une petite pompe à main P. Au moyen de cette pompe on fait vingt-cinq ou trente fois le vide dans l'appareil, et on laisse chaque fois rentrer l'air très-lentement en ouvrant convenablement les robinets. On laisse à la dernière fois les robinets complétement ouverts, de sorte que l'air du réservoir est en communication libre avec l'atmosphère.

On laisse l'appareil dans cet état pendant une demi-heure à une heure, puis on détache l'appareil de dessiccation. Comme il était à craindre que, la pierre ponce venant par hasard à se tasser quelque part dans les tubes G, G', l'acide interposé ne formât un obstacle continu à l'entrée de l'air, et que par suite celui-ci n'eût besoin d'un excès de pression pour passer dans le réservoir, j'ai toujours eu soin de défaire d'abord le tube de caoutchouc *a*; il est évident que de cette manière, lors même que l'air du récipient se trouverait à une pression un peu plus faible que celle de l'air extérieur, ce serait encore de l'air desséché, celui compris entre *a* et D, qui pénétrerait dans le réservoir et établirait

l'équilibre. Cette précaution dans mes expériences était superflue, parce que la ponce était seulement imbibée d'acide sulfurique. On détachait ensuite le caoutchouc D, et on laissait pendant quelques minutes l'appareil en communication avec l'atmosphère; enfin on fermait au chalumeau la pointe effilée du tube thermométrique, et l'on notait en même temps la hauteur du baromètre. On avait ainsi le réservoir AB rempli d'air sec à la température de la vapeur, et sous la pression de l'atmosphère.

Le réservoir AB retiré de la chaudière était maintenant fixé sur le support représenté *fig.* 5. Ce support se compose d'un plateau circulaire EE', portant à son centre une tubulure O et soutenu par les trois pieds verticaux P, P', P'', réunis pour plus de stabilité à leur partie inférieure par un cercle de métal QQ'. Trois tiges de métal inclinées sont disposées symétriquement autour de la tubulure O; elles sont surmontées de petites boules à vis. Le réservoir d'air AB vient se poser sur ces boules, et la tige thermométrique est fixée dans la tubulure O au moyen d'un bouchon. On lui donne une fixité plus grande au moyen de la vis V engagée dans la traverse mobile MN.

Sur un des pieds verticaux P' se trouve montée une traverse *mn*, qui porte une pièce mobile représentée plus en grand par la *fig.* 6. Elle se compose d'une petite cuiller en fer K fixée à une tige de fer *fg* que l'on peut faire monter ou descendre à volonté dans la pièce *abcd*. Cette pièce peut glisser sur le bras horizontal *mn*, qui peut lui-même être fixé à des hauteurs variables sur le pied P' au moyen de la vis *r*.

Sur un autre pied P se trouve montée à coulisse et à vis

une pièce horizontale *st*, qui porte une vis terminée en haut et en bas par une pointe un peu arrondie.

Le réservoir est fixé de telle manière dans l'appareil, que la partie recourbée CD du tube thermométrique se trouve précisément dirigée vers le pied P′, et l'on a noté sur ce pied la hauteur à laquelle la pièce mobile *mn* doit être fixée, pour que le centre de la petite cuiller K se trouve précisément à la hauteur et dans la direction de la partie recourbée CD.

Cela posé, on place l'appareil au-dessus d'une petite cuve à mercure, de manière à ce que le tube thermométrique plonge au moins de 5 à 6 centimètres dans le mercure. On a fait à l'avance un trait de lime très-fin sur la tige CD à l'endroit où on veut la casser. On détache maintenant la pointe avec une petite pince; le mercure pénètre dans le tube thermométrique et s'élève à une certaine hauteur dans le réservoir; on enveloppe celui-ci de neige ou de glace pilée très-fin, et on laisse l'appareil abandonné à lui-même au moins pendant une heure à une heure et demie, pour lui laisser prendre exactement la température de la glace fondante. On a eu soin de descendre préalablement la cuiller à la hauteur convenable sous le mercure. On donne de temps en temps de légères secousses à l'appareil, pour vaincre, s'il y a lieu, les résistances que le mercure peut éprouver dans son mouvement ascensionnel dans le tube thermométrique.

On fait alors avancer la petite cuiller le long de sa règle, jusqu'à ce que l'ouverture du tube capillaire s'engage dans la cire, et l'on note exactement en même temps la hauteur du baromètre. On descend la pièce *st* le long du pied P, et

l'on affleure exactement la pointe de la vis au niveau du mercure de la cuve. On enlève complétement la glace qui enveloppait le tube, et on laisse la colonne de mercure soulevée se mettre en équilibre de température avec l'air ambiant.

Il s'agit maintenant de mesurer la hauteur du mercure soulevé : pour cela, je me suis servi d'un kathétomètre de M. Gambey, qui par son vernier donne immédiatement à la lecture le cinquantième de millimètre. On vise avec la lunette horizontale vers le niveau du mercure (1) dans le tube AB, puis on descend la lunette et l'on vise à la pointe supérieure de la vis; en ajoutant à la différence de niveau ainsi obtenue la distance entre les deux pointes de la vis que l'on avait mesurée préalablement avec le même instrument, on avait la hauteur totale du mercure soulevé. Le plus souvent on visait directement à la pointe inférieure de la vis, après avoir fait descendre la cuvette T; ce qui se faisait facilement en enlevant le support S.

---

(1) Lorsqu'on vise avec la lunette vers le contour supérieur du ménisque, il faut bien prendre garde de ne pas être induit en erreur par des effets de réflexion à la surface courbe du mercure. Le procédé qui m'a paru le plus sûr, consiste à placer une bougie dans la direction du rayon qui vise au ménisque, et au delà, de manière à ce que le contour du ménisque se dessine en noir sur la flamme de la bougie. On peut également attacher contre le tube et au delà, une petite carte dont une moitié est blanche et l'autre noircie, la ligne de séparation des parties blanche et noire étant placée un peu au-dessus du sommet du ménisque et la partie noire se trouvant en bas : le ménisque se détache alors en blanc d'une manière parfaitement nette sur un fond noir. C'est ce dernier moyen que j'emploie ordinairement dans mes observations.

On dégage maintenant le réservoir AB avec le mercure soulevé. On le pèse, puis on le remplit entièrement de mercure que l'on fait bien bouillir pour chasser complétement l'air et l'humidité; enfin on l'entoure de glace, la pointe restant plongée dans une capsule pleine de mercure. Au bout d'une heure et demie à deux heures, quand on s'est assuré que le mercure reste parfaitement stationnaire à l'orifice de la pointe, on enlève la glace et on recueille dans une petite capsule le mercure qui sort de l'appareil par la dilatation. On suspend ensuite le réservoir dans le même appareil à ébullition *fig.* 4 qui a servi à dilater l'air; le mercure qui s'écoule est reçu dans la petite capsule. On note le baromètre au moment de l'ébullition. Le mercure recueilli dans la capsule est pesé, ainsi que le réservoir avec le mercure qu'il contient encore. On connaît par suite le poids du mercure à 0°, qui remplit complétement le volume du réservoir à 0°, et l'on a toutes les données nécessaires pour calculer, 1° la dilatation de l'enveloppe, 2° la dilatation de l'air contenu.

Soient H la pression barométrique au moment où l'on a fermé au chalumeau la pointe effilée du tube; T la température de l'ébullition de l'eau sous cette pression;

H′ la pression barométrique au moment où l'on a bouché à la cire la pointe plongée sous le mercure;

h la hauteur du mercure soulevé;

P le poids du mercure soulevé;

P′ le poids du mercure à 0° qui remplit l'appareil à 0°;

p le poids du mercure sorti par dilatation depuis la température de la glace fondante jusqu'à celle T_1 de l'eau bouillante sous la pression barométrique H_1;

Enfin $100k$ la quantité dont une capacité 1 de verre se dilate de 0° à 100°;

Et $100\,\alpha$ la quantité dont un volume 1 d'air sec se dilate entre les mêmes limites.

Les hauteurs H, H', h, sont supposées, pour plus de simplicité, avoir été ramenées par le calcul à 0°. Nous aurons pour déterminer k l'équation

$$(P'-p)\left(1+\frac{T_1}{5550}\right)=P'(1+kT_1)\ (1),$$

d'où

$$k=\frac{(P'-p)\left(1+\frac{T_1}{5550}\right)-P'}{P'T_1};$$

et pour déterminer α,

$$(P'-P)(1+\alpha T)\frac{H'-h}{H}=P'(1+kT),$$

d'où

$$1+\alpha T=\frac{P'(1+kT)H}{(P'-P)(H'-h)}.$$

En faisant mes expériences de la manière qui a été décrite, je ne tardai pas à m'apercevoir d'une cause d'erreur très-grave. En cassant la pointe du tube thermométrique

---

(1) La fraction $\frac{1}{5550}$ représente le coefficient moyen de dilatation du mercure entre 0° et 100°, que les physiciens admettent généralement, d'après les expériences de Dulong et Petit. Les expériences que j'ai faites pour déterminer ce coefficient, et que l'on trouvera décrites dans un des mémoires suivants, ont donné une valeur sensiblement plus grande, savoir $\frac{1}{5512}$. Ce changement modifie notablement le coefficient k de la dilatation du verre, mais il influe à peine sur le coefficient de dilatation de l'air; de sorte que je n'ai pas jugé nécessaire de refaire tous les calculs qui avaient été exécutés avec l'ancien coefficient.

sous le mercure, je reconnus que lors même que la tige plongeait de près d'un décimètre dans le mercure, il y avait toujours une petite quantité d'air aspirée qui allait se joindre à l'air du réservoir. Le mercure ne mouille pas le verre, il reste un petit espace, probablement rempli d'air, entre le tube de verre et le mercure; c'est par cette gaîne que l'air extérieur se trouve aspiré par un phénomène analogue à celui de la trompe, pendant le mouvement ascendant du mercure. On reconnaît quelquefois ce phénomène d'aspiration par des bulles d'air qui s'élèvent dans le tube thermométrique en faisant piston.

J'ai eu beaucoup de peine d'abord à empêcher cet effet de se produire. En montant sur le tube dans la partie plongée sous le mercure, plusieurs petits disques d'une substance se laissant mouiller par le mercure, comme du laiton bien décapé, j'ai fini par empêcher l'entrée de l'air extérieur. Pour être complétement à l'abri de cette cause d'erreur, j'ai combiné ce moyen avec un autre qui consiste à verser sur le mercure, avant de casser la pointe, et après avoir saisi la pointe avec la pince, une couche d'acide sulfurique concentré. On enlève cette couche d'acide lorsque le réservoir a été amené à zéro par de la glace; on nettoie la surface du bain de mercure et l'on fait descendre ensuite la pièce *kn*.

Il est important aussi que la pince en fer, avec laquelle on détache la pointe du tube thermométrique, reste toujours à une certaine distance du trait fait à la lime sur la tige et auquel doit se faire la rupture. Autrement, si l'orifice du tube thermométrique se trouvait en contact avec la pince, on verrait encore s'élever dans le tube une petite bulle d'air qui provient de celui qui est resté adhérent à la surface de la pince.

Je réunis dans le tableau suivant les résultats obtenus dans les quatorze expériences que j'ai faites par ce procédé.

NUMÉROS DES EXPÉRIENCES.	H	H'	h	P'	P	T	H_1	T_1	p	100. δ	$1+100\alpha$
	m.	m.	m.	gr.	gr.		m.		gr.		
1	760,03	760,57	111,02	856,145	119,915	100°,00	760,60	100°,02	12,870	0,002714	1,36556
2	759,67	755,72	98,67	770,465	116,780	99°,99	753,75	99°,77	11,665	0,002576	1,36626
3	750,40	749,81	99,82	805,75	122,60	99°,64	»	»	»	0,002650	1,36659
4	744,61	744,78	100,60	800,27	120,19	99°,43	744,60	99°,43	12,050	0,002601	1,36579
5	747,99	748,79	106,35	790,69	114,31	99°,55	748,20	99°,56	11,931	0,002592	1,36625
6	751,48	752,68	102,32	913,48	137,74	99°,68	»	»	»	0,002680	1,36549
7	763,27	763,27	97,45	855,24	136,318	100°,13	763,30	100°,13	13,015	0,002544	1,36673
8	765,34	765,00	102,50	854,86	130,60	100°,20	765,30	100°,20	13,025	0,002537	1,36634
9	764,14	763,92	102,87	805,14	122,79	100°,16	764,10	100°,16	12,225	0,002583	1,36689
10	763,34	763,62	102,17	854,79	131,10	100°,13	763,51	100°,14	13,005	0,002548	1,36610
11	754,55	752,34	105,80	790,49	113,364	99°,80	754,50	99°,80	11,942	0,002607	1,36671
12	750,29	750,57	68,48	853,82	163,794	99°,64	»	»	»	0,002570	1,36591
13	751,94	751,72	74,91	769,452	141,710	99°,70	750,86	99°,66	11,633	0,002576	1,36641
14	764,62	764,50	122,31	853,447	108,417	100°,18	768,63	100°,32	13,008	0,002551	1,36673
										Moyenne =	$\frac{19,12776}{14}$ = 1,36623
										Extrêmes...........	1,36689 1,36549
										Plus grande différence...........	0,00140

La moyenne fournie par ces quatorze expériences est 1,36623. La différence entre les deux nombres extrêmes

$$\begin{array}{r} 1,36689 \\ 1,36549 \\ \hline \text{est } 0,00140 \end{array}$$

c'est-à-dire qu'elle s'élève au plus à $\frac{1}{1000}$ de la quantité qu'il s'agit de mesurer.

Les nombres fournis par ces quatorze expériences sont tous plus forts que la moyenne 1,3646 obtenue par Rudberg dans les expériences qu'il a faites par un procédé tout semblable. Je crois que cette différence peut tenir à ce que dans

les expériences de Rudberg le phénomène d'aspiration de l'air extérieur a eu lieu ; il me paraît bien difficile que, dans sa manière d'opérer, cette cause d'erreur ne se soit pas présentée : il est évident, d'ailleurs, qu'elle a échappé à son attention, par cela seul qu'il n'en a pas parlé.

Les erreurs produites par cette aspiration sont d'autant plus sensibles que l'on opère sur un volume d'air plus petit.

Je ne suis pas parvenu tout de suite à éviter cette aspiration : je suis persuadé que dans mes premières expériences elle a encore exercé une influence sensible, et qu'elle a rendu quelques-uns de mes nombres trop faibles. Ce qui me confirme dans cette opinion, c'est que, à partir du moment où l'aspiration est devenue impossible, je n'ai pas obtenu de nombre plus faible que 1,3659.

Deuxième série d'expériences.

Les expériences de cette deuxième série ont été faites par une méthode peu différente de celle qui a été suivie dans la série précédente ; mais l'appareil était disposé de telle manière, que le volume de l'air soumis à l'expérience restait sensiblement le même à la température de la glace fondante et à celle de l'eau bouillante, de sorte que l'effet de la dilatation par la chaleur se trouvait transformé en une variation de force élastique.

Un ballon de verre, de 350 à 400 centimètres cubes de capacité, est soudé à un tube thermométrique de 38 centimètres environ de long ; sur ce tube thermométrique se trouve soudé, à une distance de 11 centimètres de la boule, un bout de tube très-régulier de 50 millimètres environ de

long, et d'un diamètre assez grand pour ne plus présenter qu'une action capillaire très-faible. Le tube thermométrique est étiré en pointe à son autre extrémité et recourbé à angle droit.

La première opération qu'il faut exécuter a pour but de jauger exactement cet appareil et de déterminer son coefficient de dilatation. Pour cela, il faut le remplir complétement de mercure à la température de 0°. C'est une opération délicate, comme tous les physiciens le comprendront; car il s'agit de construire un thermomètre dont le réservoir renferme environ 5 kilogrammes de mercure.

Pour introduire le mercure, on met la boule A en communication, au moyen d'un caoutchouc D, *fig.* 15, *Pl. I*, avec un tube recourbé DE fixé à un support; on verse le mercure dans ce tube DE. Si le calibre du tube thermométrique n'est pas très-fin, la boule se remplit facilement aux trois quarts, sans que l'on ait besoin d'aspirer par le tube E; mais pour achever de la remplir, on est obligé d'aspirer un certain nombre de fois par ce tube. Le mieux est de mettre le tube E en communication avec la petite pompe P de la *fig.* 4. On achève ainsi de remplir la boule en très-peu de temps.

Il faut maintenant faire bouillir le mercure : pour cela, on dispose la boule A sur une grille concave GG′ placée sur un petit fourneau F, *fig.* 16, le tube thermométrique ayant une inclinaison d'environ 45°, et sa pointe recourbée CD étant plongée dans une capsule V remplie de mercure bien pur. On place d'abord quelques charbons dans le fourneau, au-dessous de la grille, puis on en ajoute successivement sur la grille elle-même et sur la boule, et l'on finit par re-

couvrir celle-ci entièrement de charbons incandescents. Quand le mercure de la boule approche de la température de l'ébullition, on chauffe avec une lampe à alcool le mercure renfermé dans la capsule V, et, avec une seconde lampe à alcool, on chauffe avec précaution le tube thermométrique, dans toute sa longueur. Aussitôt que le mercure commence à bouillir dans la boule, il faut surveiller l'opération avec le plus grand soin; car si cette ébullition devenait trop vive, s'il sortait de la boule un trop grand volume de mercure liquide déplacé par la vapeur mercurielle, il serait presque impossible d'éviter que l'appareil ne vînt à se briser au moment où, l'ébullition ayant cessé, le mercure rentre dans la boule; il se produit alors des secousses très-vives, des chocs en arrière qui brisent souvent et projettent au loin la partie recourbée CD du tube thermométrique.

Dès que l'on voit le mercure bouillir dans le ballon, il faut s'empresser de retirer une partie des charbons, et de rendre l'opération aussi régulière que possible. On enlève les charbons entièrement quand on juge que l'humidité a été complétement chassée, ou même lorsque le volume occupé par la vapeur mercurielle est devenu un peu considérable. Le mercure rentre alors dans l'appareil, et comme il a été préalablement chauffé dans la capsule, il ne fait pas casser le tube thermométrique, ce qui aurait infailliblement lieu sans cela. Lorsque la boule est de nouveau remplie, on reconnaît facilement s'il ne reste plus de trace d'humidité; dans le cas où il en resterait encore, il faudrait recommencer l'ébullition. En général, il vaut mieux faire bouillir à plusieurs reprises que de prolonger l'ébullition trop longtemps, on évite ainsi plus sûrement la rupture de l'appareil.

Quand le ballon est entièrement rempli de mercure, on le laisse refroidir à la température de l'air, puis on l'enveloppe d'une couche épaisse de glace pilée. Il faut plusieurs heures pour que la masse de mercure parvienne tout entière à la température de 0°. Quand on s'est assuré que ce point est atteint, on enlève la capsule pleine de mercure et on la remplace par une petite capsule vide. La glace étant ôtée, on chauffe la boule avec quelques charbons placés à distance, pour la porter à une température supérieure de quelques degrés à celle de l'air ambiant; puis on la suspend au moyen d'un petit sac dans l'appareil à ébullition de la *fig.* 4, auquel on a mis une rallonge pour que tout le tube thermométrique se trouve plongé dans la vapeur, et l'on recueille le mercure dans la même capsule. En pesant le mercure sorti et celui qui est resté dans l'appareil, on a évidemment les données nécessaires pour déterminer la capacité de l'appareil à 0°, et la quantité dont il se dilate de 0 à 100°.

Pour prendre la dilatation de l'air, on suspend la boule dans l'appareil à ébullition, après que le mercure en a été retiré d'une manière bien complète, sans qu'il en reste la moindre gouttelette sur les parois du ballon ou dans le tube. On met la boule en communication avec l'appareil à dessiccation, *fig.* 4. En un mot, on opère exactement comme il a été dit page 26 dans les expériences de la première série.

Lorsque l'extrémité du tube thermométrique a été fermée à la lampe, on assujettit l'appareil sur le support représenté *fig.* 14. La partie renflée B du tube se trouve placée au-dessous du plateau EE'. On fixe en M sur la tige, au moyen d'un bouchon, une capsule en fer-blanc dans laquelle doit être placée de la glace pilée, pour maintenir à 0° la capacité B.

Le tube thermométrique plonge dans une petite cuve à mercure T. On casse la pointe de la partie recourbée CD, en prenant exactement toutes les précautions qui ont été indiquées page 28 pour éviter la rentrée de l'air; enfin, on entoure de glace le ballon A, après avoir passé par-dessus un manchon de fer-blanc que l'on remplit entièrement de glace pilée. On enveloppe également de glace la capacité B et la portion de tige thermométrique qui se trouve au-dessus de la capsule M.

Sur un des pieds P' du support est montée une traverse mobile *mn* qui porte la petite pièce mobile à cuiller de la *fig.* 6; on descend celle-ci dans le mercure. On a marqué préalablement sur le pied P' un trait au point où il faut fixer *mn*, pour que la cuiller K se trouve à la hauteur et dans la direction du tube CD.

L'appareil étant resté pendant une heure environ dans la glace, on ferme la pointe D en faisant avancer la cuiller K, et on note en même temps le baromètre; enfin, on affleure le niveau du mercure de la cuve avec la pointe de la vis *t* qui est montée sur un petit appareil particulier R.

On enlève maintenant la glace qui se trouve dans la capsule M. Au bout de trois quarts d'heure ou d'une heure, quand on est sûr que la colonne de mercure soulevée s'est mise en équilibre de température avec l'air ambiant, on mesure la hauteur de cette colonne avec le kathétomètre. Les dimensions du tube thermométrique et la hauteur à laquelle on place la cuve à mercure sont telles, que le mercure s'arrête dans la capacité B et la remplit environ à moitié.

On détache l'appareil et l'on pèse le mercure qui est entré.

Le tube formant la capacité B a été pris successivement

de différents diamètres; ces diamètres n'étaient jamais assez grands pour que la capillarité fût nulle, mais avant de souder le tube B aux tubes capillaires, on déterminait, par une expérience directe, la dépression capillaire qui avait lieu dans la partie du tube où devait s'arrêter le niveau du mercure. Pour cela on maintenait ce tube, ouvert par les deux bouts, plongé verticalement dans la cuve à mercure. On fixait au chariot, qui porte la lunette du kathétomètre, une règle métallique horizontale à l'extrémité de laquelle était attachée une aiguille verticale, dont on amenait la pointe en contact successivement avec le sommet du ménisque dans le tube et avec la surface du mercure dans la cuve. Le chemin parcouru par le zéro du vernier de l'instrument entre ces deux affleurements donnait la dépression capillaire.

On a maintenant tous les éléments nécessaires pour calculer la dilatation de l'air. En conservant, pour désigner les choses semblables, les mêmes lettres que dans la première série d'expériences (p. 30), et désignant de plus par c la dépression capillaire dans la capacité B, on a évidemment la relation

$$(1 + k\mathrm{T})\mathrm{H} = \left(1 - \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{P}'}\right)[\mathrm{H}' - (h + c)](1 + \alpha\mathrm{T});$$

d'où

$$1 + \alpha\mathrm{T} = \frac{(1 + k\mathrm{T})\mathrm{H}}{[\mathrm{H}' - (h + c)]\left(1 - \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{P}'}\right)}.$$

Nous supposons toujours que toutes les colonnes de mercure ont été ramenées à 0° par le calcul.

Trois ballons différents *A*, *B*, *C* ont été employés pour ces expériences, on les a soudés successivement à des tubes thermométriques de calibres variables.

Je distinguerai autant de séries d'expériences que d'appareils différents.

I. Appareil construit avec un ballon *A*. Les données de cet appareil sont les suivantes :

$$P = 4330^{gr.},0,$$
$$c = 1^{mm.},10.$$

On n'a pu déterminer le coefficient de dilatation du verre, parce que l'appareil s'est brisé pendant l'ébullition du mercure. On a admis pour la seule expérience qui avait été faite avec le ballon *A*, $100.k = 0,002306$, tel qu'il a été donné par les expériences sur le ballon *B*.

L'expérience pour la dilatation de l'air avait donné

	H	H′	$h+c$	P′	T	$1+100\alpha$
	mm.	mm.	mm.	gr.		
1	739,61	739,86	194,38	14,233	99°,23	1,36629

II. Cet appareil était formé par le ballon *B*; on avait :

$P = 4274^{gr},34,$
$p = 65,708,$
$c = 1^{mm},10,$
$H_1 = 749,37,$ d'où $T_1 = 99°,60.$

On déduit de là $100k = 0,002306.$

	H	H′	$h+c$	P′	T	$1+100\alpha$
	mm.	mm.	mm.	gr.		
2	739,24	739,21	193,58	17,735	99°,22	1,36645
3	758,64	758,53	199,51	17,335	99°,95	1,36593

III. Appareil construit avec le ballon *B*, mais en prenant un tube de plus grand diamètre pour former la capacité B.

On a trouvé pour cet appareil :

$$P = 4306^{gr},86,$$
$$p = 66,68,$$
$$c = 0^{mm},22,$$
$$H_1 = 769,04, \quad \text{d'où } T_1 = 100^\circ,34;$$

on déduit de là

$$100k = 0,002302.$$

Avec cet appareil j'ai obtenu les nombres suivants :

	H	H'	$h+c$	P'	T	$1+100$
	mm.	mm.	mm.	gr.		
4	764,70	764,31	198,78	36,095	100°,18	1,36610
5	767,24	767,19	199,98	34,825	100°,27	1,36585
6	768,10	767,40	199,62	34,845	100°,30	1,36590
7	770,57	770,70	200,86	34,490	100°,40	1,36615
8	771,07	770,26	199,53	41,780	100°,41	1,36691

IV. Appareil construit avec le ballon *C*.

$$P = 4878^{gr},60,$$
$$p = 74,795,$$
$$c = 0^{mm},54,$$
$$H_1 = 749,32, \quad \text{d'où } T_1 = 99^\circ,60.$$

On déduit de là $100k = 0,002349$.

	H	H'	$h+c$	P'	T	$1+100\alpha$
	mm.	mm.	mm.	gr.		
9	748,13	745,89	193,04	32,42	99°,56	1,36708
10	754,10	751,51	194,73	30,64	99°,78	1,36695
11	740,14	744,53	196,86	32,305	99°,26	1,36633
12	746,91	748,13	196,23	31,355	99°,51	1,36708
13	747,54	747,28	194,69	31,486	99°,53	1,36650

V. Appareil construit avec la boule C, mais en prenant pour la capacité B un tube d'un plus grand diamètre, et pour tube thermométrique un tube plus capillaire.

On avait pour cet appareil :

$$P = 4923^{gr},60,$$
$$c = 0^{mm},22;$$

on a admis $100k = 0,002349$.

	H	H'	$h+c$	P'	T	$1+100\alpha$
	mm.	mm.	mm.	gr.		
14	746,69	747,16	191,98	58,55	99°,50	1,36615
15	751,97	750,18	191,50	56,69	99°,70	1,36594
16	746,49	746,19	191,76	54,865	99°,50	1,36660
17	752,50	751,45	192,17	61,30	99°,72	1,36666

VI. Appareil formé avec le précédent, en remplaçant seulement le tube thermométrique inférieur par un autre d'un calibre plus grand.

Les éléments de cet appareil sont les suivants :

$$P = 4926^{gr},4$$
$$c = 0^{mm},22;$$

on a admis $100k = 0,002349$.

Cet appareil n'a servi qu'à une seule expérience sur l'air atmosphérique ; il était destiné à des expériences sur d'autres gaz.

	H	H'	$h+c$	P'	T	$1+100\alpha$
	mm.	mm.	mm.	gr.		
18	758,24	758,78	195,68	58,31	99°,93	1,36614

Réunissons maintenant tous les nombres obtenus dans cette série d'expériences.

1,36629	1,36695
1,36645	1,36633
1,36593	1,36708
1,36610	1,36650
1,36585	1,36615
1,36590	1,36594
1,36615	1,36660
1,36591	1,36666
1,36708	1,36614

La moyenne de tous ces nombres est

1,36633

Elle ne diffère pas sensiblement de celle qui a été trouvée dans la première série.

Troisième série d'expériences.

Cette troisième série d'expériences a été exécutée au moyen d'un appareil imité de celui qui a été décrit par Rudberg dans son second Mémoire et qui est représenté *fig.* 3, *Pl. I.*

L'appareil que j'ai fait construire est représenté par les *fig.* 11, 12, 13, *Pl. I.*

Un réservoir cylindrique en verre AB, de 35 millimètres de diamètre et de 170^{mm} de long, est soudé à un tube thermométrique deux fois recourbé BCDE. Ce tube porte à son extrémité un tube plus large EE′ qui est engagé dans une petite cuve à mercure MM′.

Cette cuve se compose d'un cylindre en cristal, dont les deux bases sont fortement serrées contre les deux montures en fonte M, M′ au moyen des tiges à vis t, t', t''. La monture

supérieure porte deux tubulures T, T' munies d'un pas de vis extérieur. Ces tubulures sont fermées par deux écrous en cuivre, percés d'un trou à leur centre, pour laisser passer les tubes de verre. La monture inférieure porte un écrou, dans lequel s'engage une grosse tige à vis KL faisant mouvoir un piston P en fonte dans l'intérieur du cylindre en verre. Ce piston porte une garniture de lin graissée avec du suif : dans son centre se trouve une petite boîte à étoupe, traversée par une tige en fer *ff'*, de 8 millimètres de diamètre, qui se meut à vis dans l'intérieur de la grosse tige KL et se termine au dehors par le bouton *f*.

La petite cuve est fixée, au moyen de vis, sur le montant vertical en fonte NN', mais de manière à ce que l'on puisse la faire glisser le long des rainures *r*, *r'*; ce qui est commode pour pouvoir ajuster les tubes. Cette cuve est d'ailleurs remplie entièrement de mercure bien sec.

On commence par déterminer la capacité du réservoir cylindrique AB et son coefficient de dilatation par une expérience préliminaire. On détermine de même la capacité du tube thermométrique depuis C jusqu'en E, ainsi que celle de la petite portion du tube plus large Eα, jusqu'à un trait très-fin marqué en α sur ce tube. On dessèche ensuite complétement le réservoir et on le remplit d'air sec : pour cela on met la pointe effilée du tube en communication avec l'appareil à dessiccation *fig.* 4, et l'on chauffe toute la longueur du réservoir et du tube avec quelques charbons. On fait un grand nombre de fois le vide, et on laisse chaque fois rentrer l'air. Après quoi on enlève les charbons, la communication étant libre avec l'air atmosphérique. Quand le réservoir est refroidi, on le met dans de l'eau très-froide ou même dans

de la glace; enfin, au bout de quelque temps, on ferme la pointe du tube au chalumeau.

Le montant en fonte NN′ porte une potence en fonte FF′F″ fixée avec des vis dans les rainures pratiquées sur le montant NN′; elle peut ainsi être placée à des hauteurs variables. A cette potence est fixé, d'une manière invariable, le couvercle en cuivre GG′ d'une cornue du même métal GHH′G′. Le couvercle porte deux tubulures I, I′ : dans l'une on adapte, au moyen d'un bouchon, le réservoir à air AB; dans l'autre on fixe un thermomètre à mercure, à poids A′B′, ayant exactement la même forme, les mêmes dimensions que le réservoir à air. Les deux tubes portent sur une petite traverse AA′ adaptée à la tige JJ′.

On engage le tube EE′ dans la tubulure T, et pour l'y fixer hermétiquement on enroule le tube avec du chanvre lubréfié de suif, que l'on serre ensuite au moyen d'un écrou dans une cavité annulaire pratiquée dans la tubulure. On obtient ainsi une fermeture hermétique qui résiste aux plus fortes pressions. On casse maintenant la pointe du tube EE′ au moyen d'une tige de fer que l'on introduit par la seconde tubulure T, et l'on fixe dans cette seconde tubulure, exactement de la même manière, un tube barométrique OO′ parfaitement cylindrique dans toute sa hauteur, et exactement du même diamètre que le bout de tube EE′, qui auparavant en était le prolongement. On s'est assuré d'ailleurs, par une expérience directe, qu'il n'y avait aucune différence entre les dépressions capillaires dans les deux tubes (1).

---

(1) Il est essentiel qu'il ne reste pas sensiblement d'air au-dessus du mercure dans le réservoir MM′, autrement cet air, en se dilatant beaucoup

Pour faire l'expérience, on entoure les deux réservoirs AB, A'B' de glace fondante que l'on place dans un petit sac attaché au couvercle en cuivre GG'. En tournant la tige KL on fait monter le piston jusqu'à ce que le mercure s'arrête en α dans le tube EE'; on achève l'ajustement parfait au moyen de la petite tige ff'. On prend maintenant la mesure de la différence de niveau avec le kathétomètre, et l'on note en même temps la pression barométrique.

On enlève alors la glace et le sac qui la renferme, on attache, au moyen de vis, la cornue GHH'G', à son couvercle GG', et l'on porte à l'ébullition l'eau qu'elle renferme. En faisant monter le piston, on force le mercure de se maintenir au niveau α dans le tube EF. Quand on est sûr que l'air a pris la température de la vapeur, on ajuste exactement le niveau du mercure en α au moyen des tiges KL et ff', et l'on prend avec le kathétomètre la différence de niveau des deux colonnes de mercure, ainsi que la hauteur du baromètre.

J'ai fait d'abord quelques expériences en prenant, comme Rudberg, le point α sur la tige étroite; mais j'ai reconnu qu'il était bien difficile d'obtenir de cette manière des résultats précis. Ainsi, bien que, dans une expérience, le tube eût plus de 1^{mm} de diamètre, la marche du mercure était très-inégale

---

pour de petits changements de température, ferait varier constamment la position des ménisques dans les deux tubes EE', OO', et la hauteur de la colonne soulevée ne serait plus susceptible d'une mesure précise. Lorsque la cuve MM' est entièrement remplie de mercure, elle fonctionne comme un gros thermomètre à mercure très-peu sensible, et les variations produites par cette circonstance dans la position des ménisques, sont peu sensibles pendant le petit intervalle de temps qui est nécessaire pour le relèvement de ces ménisques.

dans ce tube, à cause de la variation de l'action capillaire. On faisait quelquefois monter la colonne en OO′ de plus de 1^{mm}, sans que le mercure en α se déplaçât d'une manière sensible; de même, en faisant descendre le piston, la colonne avait souvent baissé de plusieurs millimètres dans le tube OO′, tandis que le ménisque s'était seulement aplati en α; on ne détruisait pas entièrement cette inertie par des secousses, même assez violentes, que l'on donnait à l'appareil.

Il fallut de toute nécessité prendre le point α sur le tube plus large EE′. Comme ce tube avait exactement le même diamètre que le tube barométrique, il n'y avait pas de correction à introduire pour la capillarité; mais il fallait tenir compte du petit volume d'air qui n'était pas chauffé.

Soient P le poids de mercure à 0° remplissant le réservoir AB jusqu'en C lorsqu'il est à 0°;

p le poids du mercure qui sort à la température de l'ébullition de l'eau sous la pression H_1 ou à la température T_1;

p' le poids du mercure qui remplit le tube thermométrique CDE et la partie Eα du tube plus large EE′;

H la pression barométrique au moment où l'on a fait l'observation, les réservoirs étant maintenus à 0° par de la glace fondante;

h la différence de niveau des deux colonnes de mercure;

t la température de l'air ambiant.

Désignons de même par

H′ la pression barométrique au moment où les réservoirs sont chauffés par l'eau bouillante;

T′ la température correspondante de la vapeur;

h' la différence de niveau des deux colonnes;

t' la température de l'air.

Nous aurons évidemment la relation

$$\left(P+p'\frac{1}{1+\alpha t}\right)(H+h)=\left[P(1+kT)\frac{1}{1+\alpha T}+p'\frac{1}{1+\alpha t'}\right](H'+h'),$$

d'où

$$1+\alpha T=\frac{(1+kT)(H'+h')}{(H+h)-\frac{p'}{P}\frac{1}{1+\alpha t}(H'+h'-H-h)};$$

car, à cause de la petitesse de $\frac{p'}{P}$, on peut toujours supposer $t=t'$.

Je distinguerai encore ici autant de séries d'expériences que d'appareils particuliers.

I. Une expérience faite pour déterminer la capacité du réservoir à air, et son coefficient de dilatation, a donné

$$P=1975^{gr},862,$$
$$p=29,852,$$
$$H_1=745^{mm},51,$$
$$T_1=99^{\circ},46,$$

d'où

$$100.k=0,002555.$$

Par un jaugeage, on a trouvé pour le poids du mercure remplissant le tube thermométrique et la petite portion du tube plus large jusqu'au trait de repère,

$$p'=9^{gr},740,$$

d'où

$$\frac{p'}{P}=0,00493.$$

Le tube étant chauffé à l'eau bouillante, on a eu dans deux observations faites à une demi-heure d'intervalle,

H'........	751,01	751,01
h'........	296,70	296,70
t'........	8°,6	8°,8
T........	99°,66	99°,66
H' + h'.. =	1047,71 ...	1047,71.

Le réservoir étant dans la glace fondante, on a eu

H.........	749,98	749,88	749,78
h.........	20,53	20,59	20,63
t.........	8°,5	8°,5	8°,5
H+h	770,51	770,47	770,41

Nous adopterons pour moyenne

$$H+h = 770,47.$$

En combinant cette moyenne avec les deux expériences à l'eau bouillante, nous trouvons pour la valeur de $(1+100\alpha)$

1,36688, 1,36688

Une seconde série d'expériences faites avec le même appareil a donné :

Les tubes étant dans la glace fondante,

H.....	746,16	746,26	746,39	746,61	746,66
h.....	24,53	24,41	24,21	24,11	24,09
t......	8°,3	8°,3	8°,3	8°,3	8°,3
H+h...	770,69	770,67	770,60	770,72	770,75

Moyenne de $H+h = 770,69$.

Dans l'eau bouillante on a eu :

H'......	740,79	741,01	741,14	743,20	743,26
h'......	305,58	305,62	305,36	303,72	303,64
t'......	9°,00	9°,00	9°,00	9°,00	9°,00
T'......	99°,28	99°,29	99°,29	99°,37	99°,37
H'+h'..	1046,37	1046,63	1046,50	1046,92	1046,90

En combinant chacune des valeurs de H′ + h' avec la moyenne 770,69 des expériences dans la glace fondante, on a

$$\begin{array}{r} 1,36612 \\ 1,36643 \\ 1,36626 \\ 1,36651 \\ 1,36649 \\ \hline 6,83181 \end{array}$$

$$\text{Moyenne} = \frac{6,83181}{5} = 1,36636$$

II. Dans un second appareil construit avec un réservoir pris sur le même bout de tube que le premier, on a eu

$$P' = 1817^{gr},50;$$

on a admis $100k = 0,002555$,

$$p' = 8^{gr},50,$$

$$\frac{p'}{P} = 0,00468.$$

Dans la glace fondante on a eu :

H......	752,60	752,60	752,65	752,57	752,40	752,25
h.......	19,58	19,58	19,76	19,66	19,74	20,24
t.......	11°,0	11°,0	11°,0	11°,0	11°,0	11°,0
H+h...	772,18	772,18	772,41	772,23	772,14	772,49

Moyenne de H+h = 772,29.

Dans l'eau bouillante on a eu :

H′.......	751,15	751,13	751,13	751,08	751,05
h'.......	299,16	299,66	299,66	299,76	299,86
t'.......	13°,7				
T.......	99°,67				
H′+h'...	1050,31	1050,79	1050,79	1050,84	1050,91

Les cinq valeurs de $H' + h'$, combinées avec la moyenne de $H + h$, donnent

$$\begin{array}{r} 1,36672 \\ 1,36714 \\ 1,36714 \\ 1,36730 \\ 1,36747 \\ \hline \end{array}$$

$$\text{Moyenne} = \frac{6,83577}{5} = 1,36715$$

Ainsi les trois séries d'expériences faites par cette méthode ont donné les moyennes suivantes :

$$\begin{array}{r} 1,36688 \\ 1,36636 \\ 1,36715 \\ \hline \end{array}$$

$$\text{Moyenne générale} = \frac{4,10039}{3} = 1,36679$$

Cette moyenne diffère peu de celle qui a été trouvée dans les deux premières séries (pages 33 et 43).

Je ne pense pas que ce procédé donne la même exactitude que les autres procédés que j'ai employés. Les tubes, dans lesquels on mesurait les colonnes de mercure, n'avaient pas un diamètre assez grand pour que la capillarité fût insensible; la dépression capillaire s'élevait dans ces tubes à 1^{mm} environ. Cette dépression capillaire n'entre pas théoriquement dans le calcul du phénomène, et si elle restait toujours la même, elle n'exercerait aucune influence. Mais on s'assure facilement que cette action doit varier dans des limites assez étendues, en mesurant de temps en temps les hauteurs des flèches des ménisques; on reconnaît ainsi que ces hauteurs varient quelquefois du simple au double dans la même expé-

rience. Voici en effet une série de mesures des hauteurs correspondantes des deux ménisques :

Tube EF.	Tube OO'.
mm.	mm.
1,08	1,14
0,72	1,64
1,00	1,64
1,10	1,32
1,38	1,36
0,96	1,20
0,80	1,18

Il est impossible que des variations aussi considérables dans les flèches des ménisques n'entraînent pas des changements très-sensibles dans les dépressions capillaires.

Rudberg a trouvé, avec son appareil, des nombres plus faibles que les miens. Il est difficile d'assigner d'une manière certaine les causes de ces différences. J'ai déjà dit plus haut que je n'avais jamais obtenu de bons résultats en prenant le point de repère α sur la partie capillaire ED du tube ; mais je crois que l'on peut indiquer encore une autre cause qui a fait trouver à Rudberg des nombres trop faibles. Ce physicien a toujours négligé, dans ses calculs, le petit volume d'air non chauffé qui se trouve dans la portion $B\alpha$ de son tube thermométrique, *fig.* 3. Ce volume était très-petit, mais il est peu probable cependant qu'il fût entièrement négligeable. Malheureusement Rudberg n'a pas donné dans son Mémoire les dimensions des diverses parties de son appareil ; de sorte qu'il est impossible de déterminer maintenant la correction que cette circonstance introduit dans ses calculs.

Quatrième série d'expériences.

Cette série d'expériences a été faite au moyen d'un appareil qui remplit le même but que celui de la série précédente, sans présenter les mêmes inconvénients. Il consiste en un gros ballon A (*Pl. I*, *fig.* 7 et 8) de 800 à 1000 centimètres cubes de capacité, auquel est soudé un tube thermométrique de 20 centimètres de long environ. Ce ballon sert de réservoir d'air, et doit être porté successivement à 0° et à 100°; il est mis en communication avec un tube en siphon plein de mercure, qui sert à mesurer la force élastique de l'air.

Un tube JI de 16 à 17^{mm} de diamètre intérieur, parfaitement cylindrique, est mastiqué dans une pièce en fer IH à robinet K. Cette pièce porte une tubulure latérale H, dans laquelle on a mastiqué un second tube HGFED de même diamètre que le premier sur la longueur FG. Ce tube se termine en haut par un tube capillaire recourbé FED, qui a été pris sur le même tube thermométrique que le tube BC soudé au ballon. Le tube BC entre à frottement dans un petit tube en cuivre à trois branches *mno*, dans lequel il est mastiqué hermétiquement. Dans la seconde branche *o* on a mastiqué un petit bout de tube capillaire *op*, qui a été effilé à son extrémité *p*.

Le système des deux tubes IJ et EH est fixé sur une planche, qui est elle-même attachée solidement, et dans une position parfaitement verticale, sur un montant en fonte LL'.

Le ballon A est assujetti d'une manière fixe dans un vase en fer-blanc MN, dans lequel on peut faire bouillir de l'eau

ou entourer le ballon de glace. Ce vase pose sur un trépied en fer PQQ'P'. Un fourneau O, disposé sur un support S, peut être placé sous le vase MN, et retiré à volonté.

Voici maintenant comment on dispose l'expérience. On met l'extrémité ouverte du tube *op* en communication avec l'appareil à dessiccation (*fig.* 4); et pour fermer la branche *n* du tube en cuivre, on y engage, au moyen d'un tube de caoutchouc, un bout de tube complétement fermé. On porte l'eau du vase MN à l'ébullition, et l'on fait un grand nombre de fois le vide dans le ballon A, en laissant rentrer chaque fois l'air très-lentement.

Le tube HGFED a été desséché de la même manière, à chaud, avant d'être mastiqué dans la tubulure H, et l'on a versé immédiatement dans le tube JI du mercure bien sec, de manière à remplir complétement le tube HGF jusqu'à son orifice D. De cette manière, l'humidité ne pouvait pas pénétrer dans ce tube. On avait même soin de tenir l'extrémité du tube D recouverte avec une feuille de caoutchouc.

La boule A étant remplie d'air bien sec, on enlevait le bout du tube bouché qui était placé dans la tubulure *n* pendant la dessiccation, et l'on engageait dans cette tubulure le tube capillaire DE, au moyen d'un caoutchouc; ce tube entrait exactement dans la tubulure en cuivre, et venait se placer bout à bout sur le tube BC, de sorte que dans le petit tube en cuivre à trois branches *mno*, il n'y avait de vides que les calibres des tubes thermométriques qui s'y trouvaient engagés. D'autres fois, on fixait le tube DE dans la tubulure au moyen de mastic.

On ouvre le robinet K; le mercure qui s'écoule est remplacé dans le tube EFG par de l'air qui a traversé l'appareil

de dessiccation. On fait couler du mercure jusqu'à ce que le niveau affleure dans le tube FG à un trait α marqué sur ce tube. Le mercure est d'ailleurs de niveau dans les deux tubes, puisque des deux côtés il communique librement avec l'air.

On détache maintenant l'appareil à dessiccation, et l'on ferme à la lampe la pointe p du tube op. On note en même temps la hauteur H du baromètre.

On enlève le fourneau qui maintenait en ébullition l'eau du vase en fer-blanc. Pour que le ballon A se refroidisse plus promptement, on fait écouler l'eau chaude en ouvrant le robinet R; on enlève le couvercle *abcdefgh*, et l'on verse plusieurs fois de l'eau froide dans le vase pour refroidir ses parois. Enfin, on entoure complétement le ballon A de glace pilée que l'on maintient au moyen d'une toile attachée sur le rebord *cd* du vase.

L'air se contractant par le refroidissement, le mercure monte dans le tube GF; mais on le maintient au même niveau α, en faisant couler du mercure par le robinet K.

Lorsqu'on est sûr que l'air du ballon A a pris la température de la glace fondante, on note le baromètre H', et l'on mesure au moyen du kathétomètre la différence de niveau $\alpha\beta = h'$. On a ainsi déjà toutes les données nécessaires pour déterminer la dilatation de l'air; mais on peut obtenir une seconde détermination de la manière suivante :

On engage de nouveau la pointe fermée p dans l'appareil à dessiccation, on fait plusieurs fois de suite le vide dans cet appareil pour être sûr qu'il est rempli d'air bien sec, puis on casse la pointe p. Le mercure descend alors dans le tube FG, mais on le maintient en α, en versant du mercure par le tube JI.

Au bout d'un certain temps, on ferme de nouveau au chalumeau la pointe p et l'on note la hauteur H'' du baromètre. On enlève maintenant la glace ; on replace le couvercle *abcd* du vase en fer-blanc, et l'on porte de nouveau à l'ébullition l'eau placée dans ce vase. En versant du mercure dans le tube IJ, on maintient le niveau en α dans le tube FG. Quand le ballon a séjourné dans l'eau bouillante pendant environ une heure, on note le baromètre H''', et l'on mesure la différence de niveau $\alpha\gamma = h'''$ du mercure dans les deux colonnes.

Dans le calcul de l'expérience, il est nécessaire de tenir compte du petit volume d'air qui reste constamment à la température ambiante. Pour cela, il faut connaître le rapport de ce volume à la capacité du ballon A. Cette dernière capacité V avait été déterminée par un jaugeage à l'eau distillée, et le volume v de l'air, renfermé dans les tubes thermométriques BC, DEF, *op*, ainsi que dans la partie $F\alpha$ du tube plus large, a été mesuré par un jaugeage au mercure. On a eu ainsi :

Poids du mercure remplissant $V = 9889^{gr},9$
dito........*dito*....... $v =$ 26,85

d'où

$$\frac{v}{V} = 0{,}002715.$$

Je n'ai pas pu déterminer directement le coefficient de dilatation de la boule A ; il aurait fallu pour cela faire bouillir, dans un ballon de verre terminé par un tube thermométrique, une masse de 9 à 10 kilogrammes de mercure, ce qui m'a paru une opération à peu près impraticable. J'ai admis pour ce coefficient le nombre 0,00233, qui est la

moyenne entre les nombres obtenus sur les deux ballons employés dans ma deuxième série d'expériences. Ces derniers ballons provenaient de la même fabrique et étaient de la même espèce de verre que le ballon A.

Les températures t, t', t'', t''' du petit volume d'air v étaient données par le petit thermomètre T'; celle des colonnes de mercure était mesurée par le thermomètre T, dont le réservoir cylindrique avait le même diamètre que les tubes IJ et FG.

La formule qui convient à la première période de l'expérience est la suivante :

$$1 + \alpha T = \frac{(1 + kT)H}{H' - h' - \frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t}(H - H' + h')};$$

celle qui convient à la seconde période est

$$1 + \alpha T''' = \frac{(1 + kT''')(H''' + h''')}{H'' - \frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t'''}(H''' + h''' - H'')}.$$

On a supposé dans ces formules

$$t = t' \quad \text{et} \quad t'' = t'''.$$

Voici maintenant les nombres obtenus par ce procédé :

Première période.

	H	T	t	H'	h'	t'	1 + 100α
1	747,83	99°,55	14°,0	747,43	197,49	14°,0	1,36592
2	742,27	99°,34	13°,9	744,25	198,56	13°,5	1,36710
3	747,97	99°,55	13°,0	748,52	198,76	12°,5	1,36662
					Moyenne........		1,36655

Deuxième période.

	H″	t″	H‴	T‴	h‴	t‴	1 + 100α
1	747,30	14°,2	746,45	99°,50	270,28	15°,1	1,36682
2	744,59	13°,1	745,27	99°,45	267,59	15°,6	1,36674
3	748,72	12°,9	749,19	99°,59	269,59	13°,9	1,36580
					Moyenne........		1,36645

Ainsi, la moyenne des six déterminations est 1,3665.

Dans le quatrième procédé on détermine la dilatation de l'air sous des pressions très-différentes : en effet, dans la première période de chaque expérience, l'air ne se trouve que sous la pression de $0^m,550$ environ quand il est à 0°, et sous la pression atmosphérique $0^m,760$, quand il est chauffé à 100°. Dans la seconde période, l'air à 0° est sous la pression atmosphérique $0^m,760$, et l'air chauffé à 100° est sous la pression de $1^m,040$ environ. Comme les expériences ne montrent aucune différence dans les nombres obtenus dans ces deux périodes, il en faut conclure qu'entre ces limites de pression, l'air sec présente un coefficient de dilatation sensiblement constant.

Il est même très-facile de disposer l'appareil de manière à ce qu'il puisse servir à étudier les dilatations de l'air sous des pressions plus grandes ; il suffit, en effet, pour cela, de donner au tube EFGH une capacité considérable à partir d'un certain point δ jusqu'en G, *fig.* 10, de fermer la pointe p au moment où la boule ainsi que le tube EH jusqu'en G sont remplis d'air sec, puis de verser du mercure dans le

tube IJ jusqu'à ce que le niveau du mercure affleure en α dans le tube EG, la boule étant enveloppée de glace fondante; le mercure s'élève alors dans le tube IJ d'une certaine quantité h, de sorte que le volume du gaz à 0° se trouve sous la pression $H + h$. Le ballon étant porté à 100°, il faut, pour maintenir le niveau du mercure en α dans le tube FG, verser une nouvelle quantité de mercure dans le tube IJ, ce qui donne une différence de niveau h', et par suite, pour la pression du gaz à 100°, $H + h'$. Les hauteurs h et h' seront d'autant plus considérables que la capacité du tube δH sera plus grande par rapport à la capacité de la boule.

Cinquième série d'expériences.

Dans toutes les expériences qui ont été décrites jusqu'ici, la dilatation du gaz est déterminée d'une manière indirecte. Nous mesurons directement l'augmentation de la force élastique, que le gaz, ramené à un volume sensiblement constant, reçoit par le fait de l'élévation de température, et nous en concluons la dilatation, en nous fondant sur la loi de Mariotte. Pour que la dilatation de l'air fût donnée d'une manière directe, il faudrait que le gaz renfermé dans une enveloppe éminemment élastique pût se dilater librement sans changer de force élastique, et que l'on pût mesurer avec précision l'augmentation de volume qu'il a subie, toute la masse du gaz étant à la même température. On ne voit pas comment il serait possible de réaliser pratiquement ces conditions; mais on peut en approcher en suivant une méthode semblable à celle qui a été adoptée par M. Pouillet dans son pyromètre à air (*Traité de Physique,* 4e édit., tome I, p. 255).

Dans cette méthode la force élastique du gaz reste sensiblement la même à 0° et à 100°; mais à la température de 100° une portion très-notable du gaz recueilli dans un réservoir de dilatation se trouve à une température peu différente de celle de l'air ambiant.

L'appareil que j'ai employé pour déterminer la dilatation du gaz d'après ce principe est représenté *Pl. I, fig.* 19.

Un ballon de verre soudé à un tube capillaire est placé dans le vase en fer-blanc MN (*Pl. I, fig.* 7). Le tube est mastiqué dans la petite pièce à trois tubulures *mno*. Dans la tubulure latérale *o*, on mastique un petit tube capillaire droit. Dans la troisième tubulure *n*, est mastiqué le tube capillaire recourbé DEF communiquant avec le tube FH, dans lequel on mesure l'augmentation de volume de l'air. On a donné à ce tube une disposition telle, que le volume de l'air se trouvant en α, lorsque le ballon est dans la glace fondante, il occupe, quand le ballon est dans l'eau bouillante, la partie la plus large jusqu'en un point β, placé sur le tube inférieur plus étroit. Le tube FH est mastiqué dans la tubulure A d'une pièce en fer à robinet. Dans la seconde tubulure B, se trouve mastiqué un tube de verre BI de 1 mètre de longueur dans les expériences faites sous la pression atmosphérique. Ce tube était remplacé par un tube de 3 mètres de longueur, quand on opérait sous des pressions plus fortes.

La pièce en fer porte deux robinets R et R'. Le premier robinet R est percé d'un seul trou et sert à faire écouler une portion du mercure renfermé dans l'appareil. Le second robinet R' est percé de deux trous rectangulaires et sert à établir, suivant la position qu'on lui donne, la communication du tube FH avec le tube barométrique BI, ou la com-

munication directe du tube FH avec l'extérieur. Cette disposition se comprend facilement dans les *fig.* 20, qui représentent une coupe verticale de la pièce et les deux positions (*a*) et (*b*) du robinet R′. Cette pièce est fixée sur un support en fonte à trois pieds muni de vis calantes, sur lequel on adapte un manchon de verre que l'on remplit d'eau, pour maintenir le réservoir de dilatation à une température connue. Ce manchon consiste en une caisse rectangulaire dont deux parois opposées sont formées par des glaces.

Voici maintenant comment on dispose l'expérience :

Le ballon étant enveloppé de glace fondante, le tube *op* ouvert et en communication avec l'appareil qui a servi précédemment à dessécher l'air, on verse du mercure dans le tube BI jusqu'à amener le niveau en α. Le robinet R′ se trouvant dans la position (*a*), le mercure s'élève nécessairement au même niveau dans les deux tubes communiquants. On ferme à la lampe le tube *op*, on note le baromètre, ainsi que la température de l'eau du manchon, que l'on a eu soin d'agiter de temps en temps, au moyen de l'agitateur *ff′gg′*, auquel on donne un mouvement de va-et-vient dans le sens vertical, de manière à lui faire parcourir toutes les couches liquides.

La glace ayant été ôtée, on porte l'eau du vase M à l'ébullition. Pour maintenir les deux colonnes de mercure à peu près au même niveau, on est obligé de faire couler du mercure en ouvrant le robinet R. Une portion de l'air du ballon passe ainsi dans le tube FH; on amène les deux colonnes à peu près au même niveau β, et l'on mesure exactement la différence de hauteur au moyen du kathétomètre (1); on

(1) Il était à craindre que le manchon plein d'eau ne produisît, par

note en même temps le baromètre et la température du manchon. L'eau renfermée dans ce manchon était continuellement agitée un quart d'heure au moins avant de commencer l'observation, pour lui donner une température uniforme qui fût en même temps celle de l'air renfermé dans le tube FH.

Pour pouvoir déduire de cette expérience le coefficient de dilatation de l'air, il faut connaître, la capacité du ballon, le volume v, de E en α, occupé par l'air dans le tube FH quand le ballon est dans la glace fondante, et le volume v' de E en β, que remplit l'air, lorsque le ballon est dans l'eau bouillante. La première capacité se détermine facilement en remplissant le ballon de mercure à 0°, après l'avoir bien fait bouillir dans l'appareil.

Les deux volume v et v' se déterminent de la manière suivante :

On casse l'extrémité effilée du tube *op* pour mettre l'air intérieur en communication avec l'air atmosphérique (1), et

---

des effets de réfraction, une déviation des rayons qui visent vers les ménisques : une observation très-simple m'a montré qu'il n'y avait pas de déviation sensible, au moins dans les régions où les observations avaient lieu. Le tube *op* étant ouvert, on a amené successivement le ménisque de mercure dans tous les points du tube FH. On a reconnu au moyen de la lunette du kathétomètre que, dans toutes ces positions, les ménisques se trouvaient de niveau dans les deux tubes FH et BI.

(1) Pour éviter l'entrée de l'air humide dans l'appareil, on avait soin de mettre préalablement le tube *op* en communication au moyen d'un caoutchouc avec les appareils à dessiccation. Dans plusieurs expériences, principalement dans celles qui ont été faites sur des gaz différents de l'air atmosphérique, on ne cassait pas la pointe du tube *op*. Le ballon restant

l'on verse du mercure dans le tube BI jusqu'à ce que ce liquide remplisse entièrement le tube FA jusqu'en γ dans le tube capillaire. On tourne le robinet R' de manière à le mettre dans la position (*b*). Il n'y a plus alors communication entre les tubes FA et BI, mais le mercure de FA s'écoule par la tubulure O'. On recueille ce mercure dans un flacon. On laisse couler du mercure jusqu'à ce que le ménisque prenne exactement la position en α qu'il avait dans la première période de l'expérience, ce dont on s'assure avec beaucoup de précision au moyen de la lunette du kathétomètre (1). On pèse le mercure sorti, et on en déduit le volume v.

On fait couler maintenant le mercure de manière à amener le ménisque en β. Le poids du mercure sorti, ajouté à celui qui a donné le volume v, nous donnera le volume v'. Il est évident qu'il y a ici une correction à faire, à cause de la température; si p et p' représentent les poids de mercure sortis et t la température de l'eau du manchon au moment du jaugeage, les poids du mercure à 0° qui rempliraient les volumes v et v', et qui par conséquent représentent réellement ces volumes, sont $p\left(1+\frac{t}{5550}\right)$ et $p'\left(1+\frac{t}{5550}\right)$.

Il faut ajouter à ces volumes v et v' la petite capacité des tubes capillaires qui se trouve au dehors du vase dans lequel l'eau est en ébullition. Cette capacité était connue par un

---

dans l'eau bouillante, on versait du mercure dans le tube BI, de manière à faire monter ce liquide jusque dans la partie capillaire EF du tube FH; on jaugeait ensuite les volumes v et v' comme à l'ordinaire.

(1) On rend l'écoulement du mercure aussi lent que l'on veut, en tournant convenablement le robinet : il est facile d'ajuster ainsi le ménisque à $\frac{1}{50}$ de millimètre près.

jaugeage préliminaire. Au reste, comme la température de l'air renfermé dans ces tubes est un peu incertaine, il est convenable que cette capacité soit extrêmement petite. Dans mon appareil, elle ne s'élevait jamais au delà de $\frac{1}{2000}$ de la capacité du ballon.

H et H' représentant les hauteurs barométriques au moment des observations dans la glace fondante et dans l'eau bouillante, h et h' les différences de niveau des ménisques dans les tubes de l'appareil, on a évidemment la relation

$$\left(V\frac{1+kT}{1+\alpha T}+v'\frac{1}{1+\alpha t'}\right)(H'+h')=\left(V+v\frac{1}{1+\alpha t}\right)(H+h),$$

d'où

$$1+\alpha T=\frac{(H'+h')(1+kT)}{(H+h)+\frac{v}{V}\frac{H+h}{1+\alpha t}-\frac{v'}{V}\frac{H'+h'}{1+\alpha t'}}.$$

La quantité α entre dans le dénominateur du second membre; mais comme elle n'y exerce que peu d'influence, on emploie la méthode des approximations successives; c'est-à-dire que l'on met pour α une valeur approchée, on en tire une valeur pour α dans le premier membre, qui est ensuite substituée dans le second membre et donne la valeur définitive de $1+\alpha T$.

Il faut, dans ce procédé, apporter les plus grands soins à la détermination des volumes V, v et v', et de plus à la détermination de la température t'. Il y a ensuite un autre point très-important, c'est la dessiccation complète du tube FA. Ce tube a une grande capacité et, par la disposition même de l'appareil, il ne peut pas être chauffé pendant qu'on fait le vide. Dans mes expériences, ce tube avait été bien desséché à chaud avant d'être mastiqué dans sa tubulure, et lorsque

l'appareil était entièrement monté, on versait une petite quantité de mercure dans les tubes communiquants; on mettait le robinet R′ dans une position intermédiaire entre (*a*) et (*b*), et l'on faisait le vide, le ballon étant plongé dans la vapeur de l'eau bouillante. En faisant un très-grand nombre de fois le vide et laissant ensuite rentrer lentement l'air sec, on devait enlever complétement l'humidité non-seulement au ballon, mais encore au tube dans lequel on mesurait la dilatation.

Quatre déterminations du coefficient de dilatation de l'air, exécutées au moyen de cet appareil, ont donné les nombres suivants.

Dans la glace fondante :

	I.	II.	III.	IV.
H........	mm. 757,29	754,85	756,33	754,75
t.........	° 14,27	16,00	14,10	17,64
h	0	0	0	+2,97
v	gr. 28,40	47,57	42,06	30,08
H+*h*.....	757,29	754,85	756,33	757,72

Dans l'eau bouillante :

	I.	II.	III.	IV.
H′........	756,76	754,68	756,03	754,70
T′........	° 99,89	99,81	99,86	99,81
t′........	14,58	16,69	14,78	17,52
h′........	−4,33	−1,25	−2,70	0
H′+*h*′....	752,43	753,53	753,33	754,70
v′........	gr. 1716,03	1718,22	1716,06	1719,43

On déduit de là :

I.... $1+100\,\alpha =$	1,36693
II.............	1,36698
III.	1,36714
IV............	1,36718
Moyenne...	1,36706

Le coefficient de dilatation de l'air atmosphérique donné par la cinquième méthode est sensiblement plus grand que les nombres que nous avons obtenus dans les quatre premières méthodes, dans lesquelles le coefficient de dilatation était calculé d'après le changement de force élastique que subit un même volume de gaz, lorsqu'on porte sa température de 0 à 100°. Cette circonstance n'est pas une chose fortuite; nous aurons occasion, dans la seconde partie de ce travail, de constater des différences semblables pour les autres gaz, et pour quelques-uns les différences sont très-considérables (1).

(1) J'ai fait également quelques expériences pour déterminer le coefficient de dilatation de l'air par le procédé de M. Gay-Lussac. Ce procédé consiste, comme on sait, à observer la dilatation que subit l'air sec renfermé dans un véritable thermomètre, cet air étant séparé de l'air extérieur par un petit index de mercure. *Traité de physique de M. Biot*, t. I, p. 182.

Le tube thermométrique avait été calibré, puis divisé avec le plus grand soin; il avait $2^{mm},7$ de diamètre intérieur, et portait 600 divisions sur une longueur de 558^{mm}. On a commencé par remplir ce thermomètre de mercure que l'on a fait bouillir à plusieurs reprises dans le réservoir et dans le tube, puis on l'a enveloppé entièrement de glace; on a noté le point de l'échelle où s'est arrêté le mercure. On a fait sortir une portion du mercure de la tige, on l'a pesée, puis on a remis de nouveau le thermomètre dans la glace, et l'on a noté le point où s'est arrêtée la colonne. Cette opé-

Nous allons discuter maintenant successivement toutes les données qui entrent dans le calcul des expériences, afin

---

ration, répétée trois fois dans les différentes parties de l'échelle, a donné les résultats suivants :

	d.		d.		d.		gr.
Mercure à 0° entre......	375,8	et	602,0	=	226,2	=	6,629
	103,0		375,8	=	272,8	=	7,9945
	50,9		499,0	=	448,1	=	13,128

On tire de là pour le poids du mercure à 0° remplissant une division :

Dans le premier intervalle...........	0,029306
Dans le deuxième..................	0,029305
Dans le troisième..................	0,029297

$$\text{Moyenne} = \frac{0{,}087908}{3} = 0{,}029303$$

La grande concordance que l'on observe dans ces nombres prouve suffisamment la précision de la division.

Le mercure à 0° remplissant la boule et la portion de la tige jusqu'à la division $50^{d},9$ pesait $27^{gr},916$.

Le mercure ayant été retiré complétement de l'appareil, on a attaché celui-ci, au moyen d'un caoutchouc, à un tube en U renfermant de la ponce imbibée d'acide sulfurique, et l'on a fait un grand nombre de fois le vide pendant que le tube thermométrique était chauffé avec quelques charbons. Ce tube thermométrique portait à son extrémité un bout de tube plus large, dans lequel on avait laissé une gouttelette de mercure qui devait servir par la suite à former l'index. L'appareil était rempli d'air sec; on portait la boule à une température telle que le globule de mercure, s'engageant dans le tube thermométrique, s'arrêtait dans une position convenable quand on plongeait le thermomètre dans la glace fondante.

On a pris les plus grands soins pour donner à la tige du thermomètre une position parfaitement horizontale lorsque l'instrument se trouvait dans la glace ou dans l'eau bouillante, et l'on donnait de petites secousses au tube pour faciliter le déplacement de l'index.

Je n'indiquerai pas en détail les expériences assez nombreuses que j'ai

d'évaluer à peu près l'erreur que chacune d'elles peut comporter.

La formule

---

faites par ce procédé, il me suffira de dire que je n'ai pas réussi à obtenir des nombres constants. La manière dont on secoue le tube thermométrique, les points du tube dans lesquels on applique les secousses, exercent une influence très-sensible sur la position de l'index. Le déplacement de l'index paraît même dépendre des variations plus ou moins rapides de la température, ce qui semble annoncer que l'index de mercure ne bouche pas parfaitement le tube, et cela ne doit pas surprendre d'après ce que nous avons vu plus haut (page 32). Ce qui me confirme dans cette opinion, c'est que, dans plusieurs expériences, l'index n'est pas revenu au même point, le thermomètre étant plongé dans la glace, lorsque, dans l'intervalle, l'appareil avait été chauffé à l'ébullition de l'eau.

Ainsi, dans une expérience, l'index s'est arrêté, lorsque le thermomètre était dans la glace, à. . . . . 152^d,7

Dans l'eau bouillante à 534^d,5, l'appareil étant plongé de nouveau dans la glace, l'index s'est arrêté à. . . . . 154^d,5
et cependant le baromètre n'avait pas changé d'une manière sensible.

Dans une autre expérience, l'index s'est arrêté dans la glace fondante à 66^d,5 avant que l'instrument n'eût été plongé dans l'eau bouillante, et à 66^d,0 après qu'il eût été chauffé. Le baromètre avait changé d'une manière très-notable dans l'intervalle; mais cette variation aurait dû produire un changement en sens contraire.

Quoi qu'il en soit, voici quelques-uns des nombres que j'ai obtenus par cette méthode :

1,3641
1,3626
1,3635
1,3647
1,3552

Il est remarquable que tous ces nombres soient plus faibles que ceux fournis par les autres méthodes. Cette circonstance est probablement fortuite.

$$1 + \alpha T = \frac{P'(1 + kT)H}{(P' - P)(H' - h)},$$

qui convient aux deux premières séries, renferme des poids de mercure P et P′ qui peuvent être déterminés avec une précision pour ainsi dire absolue. Ainsi, le facteur $\frac{P'}{P'-P}$ ne peut pas apporter d'erreur sensible provenant de la détermination expérimentale.

Le facteur $1+kT$ dépend de la dilatation du verre. Nous avons vu que cette dilatation avait été déterminée sur chaque appareil par des expériences directes. Le coefficient de dilatation du verre est déterminé en fonction du coefficient de dilatation du mercure; j'ai admis, pour ce dernier coefficient, la valeur $\frac{1}{5550}$, qui a été donnée par Dulong et Petit, j'ai annoncé plus haut (page 31) que cette valeur différait sensiblement de celle que j'ai trouvée par mes propres expériences; mais le changement qu'éprouve le facteur $(1+kT)$ en adoptant le nouveau coefficient de dilatation du mercure ne fait varier que d'une manière insensible le coefficient de dilatation de l'air.

Le facteur $\frac{H}{H'-h}$, qui renferme les mesures barométriques, est celui qui est susceptible des plus grandes erreurs d'observation. Les physiciens qui ont eu l'occasion de faire un grand nombre d'observations barométriques savent combien ces observations sont délicates quand il s'agit d'atteindre la dernière limite de précision. Je ne crains pas d'exagérer, en posant en fait, qu'on ne peut pas répondre d'une mesure barométrique à plus de $\frac{1}{10}$ de millimètre, quelque perfectionnés que soient d'ailleurs les appareils de mesure. La dif-

ficulté tient à ce que la pression atmosphérique varie incessamment; mais cette variation n'est accusée immédiatement par le baromètre, le plus souvent que par des changements de forme du ménisque, et les variations de hauteur n'ont pas lieu d'une manière continue, mais plutôt par saccades. On a recommandé, pour éviter cet inconvénient, de secouer le baromètre, de faire osciller la colonne mercurielle avant de faire l'observation, mais il est évident que l'on ne parvient pas par ce moyen à écarter complétement la cause d'erreur.

Chacune des mesures H, H', h est susceptible de la même erreur ε. Pour déterminer le maximum d'écart des expériences partielles, nous supposerons que les erreurs faites sur H, H', h aient des signes tels, qu'elles produisent la plus grande différence dans le résultat final. Ainsi nous supposerons qu'au lieu du facteur exact $\frac{H}{H'-h}$, l'observation nous ait donné le facteur $\frac{H+\varepsilon}{(H'-\varepsilon)-(h+\varepsilon)}$.

L'erreur se trouve alors représentée par

$$\frac{H+\varepsilon}{H'-h-2\varepsilon}-\frac{H}{H'-h}$$

ou

$$\frac{\varepsilon(2H+H'-h)}{(H'-h)\,(H'-h-2\varepsilon)},$$

ou simplement

$$\varepsilon\frac{2H+H'-h}{(H'-h)^2},$$

en négligeant 2ε au dénominateur par rapport à $H'-h$.

De sorte que la valeur de $1+\alpha T$ devient

$$1+\alpha T=\frac{P'(1+\delta T)}{(P'-P)}\frac{1}{H'-h}\left(H+\varepsilon\frac{2H+H'-h}{H'-h}\right).$$

Supposons

$$H = H' = 760^{mm}, \quad h = 190^{mm};$$

nous aurons pour le dernier facteur

$$760^{mm},00 + \varepsilon \frac{2090}{570},$$

ou

$$760^{mm},00 + \varepsilon . 3,67.$$

Si $\varepsilon = 0^{mm},1$, alors l'erreur totale résultante sur $760^{mm},00$ sera de $0^{mm},367$, c'est-à-dire de $\frac{48}{100,000}$.

Ce qui donne pour l'écart total possible dans les expériences, par cette cause seule d'erreur, $\frac{96}{100,000}$.

Ainsi l'on voit que si l'on admet que l'on ne peut pas répondre de plus de $\frac{1}{10}$ de millimètre dans les observations barométriques, les déterminations de la dilatation de l'air seront susceptibles de présenter par cette seule cause d'erreur un maximum d'écart de $\frac{1}{1000}$ environ. On remarquera que c'est à peu près la plus grande différence que l'on observe dans mes résultats.

Pour que le coefficient de dilatation de l'air soit exact jusque dans sa troisième décimale, il faut que l'expérience qui le donne ne comporte pas une erreur de plus de $\frac{1}{1400}$. L'expérience directe ne nous dit pas, en effet, que 1000 parties d'air se dilatent de 0 à 100° de 366 parties, ce qui ferait une exactitude seulement de $\frac{1}{366}$, mais bien que 1000 parties d'air deviennent 1366 en passant de 0 à 100°, ce qui fait une exactitude de $\frac{1}{1366}$.

Les formules qui s'appliquent aux deux dernières séries d'expériences comportent évidemment les mêmes causes d'erreur. L'erreur possible sur la mesure des hauteurs des colonnes de mercure est même probablement plus forte dans l'appareil de la troisième série, parce que les tubes

sont plus étroits et présentent à cause de cela une variabilité plus grande dans la dépression capillaire.

Mais il y a de plus une autre cause d'incertitude dans ces deux procédés qui n'existait pas dans les deux premiers : elle réside dans la détermination de la température du volume d'air qui ne se trouve pas chauffé. L'erreur résultant de là pourrait être assez considérable, si ce volume formait une fraction un peu notable du volume qui est porté aux températures fixes : elle est totalement négligeable dans mes expériences, parce que je me suis attaché à faire en sorte que le volume d'air non chauffé ne fût jamais qu'une fraction extrêmement petite du volume total.

La température T de la vapeur a été calculée d'après les hauteurs du baromètre observées au moment de l'ébullition. J'ai admis dans ce calcul qu'une variation de 1° dans la température de l'ébullition de l'eau correspondait à une différence de pression de 26^{mm},7. Ce nombre est celui donné par les tables de la force élastique de la vapeur d'eau calculées dernièrement par M. Biot ; il s'accorde avec celui que j'ai trouvé moi-même dans mes expériences sur la force élastique de la vapeur aqueuse, et qui est 26^{mm},79.

Mes observations barométriques ont été faites avec un baromètre à cuvette de Fortin, qui a été soigneusement comparé, par une série de mesures, avec celui de l'Observatoire de Paris, corrigé lui-même pour la dépression capillaire, et toutes mes observations ont été rapportées par le calcul au baromètre de l'Observatoire.

Au reste, une petite différence constante sur les valeurs absolues de toutes les hauteurs barométriques n'aurait pas d'influence sensible sur le coefficient de dilatation de l'air,

parce qu'elle n'agirait que sur l'évaluation de la température de la vapeur, et son influence est ici tout à fait insensible.

En résumé, les cinq séries d'expériences que je viens de décrire ont donné les moyennes suivantes :

Première série.......	1,36623
Deuxième série......	1,36633
Troisième série......	1,36679
Quatrième série......	1,36650
Cinquième série......	1,36706

Les divers procédés qui ont servi pour obtenir ces résultats ne sont pas tous d'une exécution également facile, et ne comportent peut-être pas le même degré d'exactitude; mais j'ai cherché à faire voir que l'on parvient toujours au même résultat, quelle que soit la méthode d'expérimentation que l'on emploie. C'est, à mon avis, la seule manière d'établir les éléments numériques avec quelque certitude.

Dans les quatre premières séries, les coefficients de dilatation ont été déduits par le calcul du changement de force élastique que subit un même volume de gaz lorsque sa température change de 0 à 100°. J'admettrai pour le coefficient de dilatation de l'air obtenu par ces procédés le nombre

0,003665 (1)

Le nombre 0,003670 donné par la cinquième série, doit être adopté dans les expériences où le gaz se dilate librement en conservant la même force élastique.

---

(1) M. Babinet m'a fait remarquer qu'en adoptant pour le coefficient de dilatation de l'air le nombre 0,366666....., ce coefficient se trouvait représenté par la fraction très-simple $\frac{11}{30}$, qui est très-commode à employer dans les calculs.

DEUXIÈME PARTIE.

De la dilatation de quelques autres Gaz considérés sous des pressions peu différentes de celle de l'atmosphère.

Les physiciens admettent que tous les gaz ont le même coefficient de dilatation. Cette loi a été déduite de la même série d'expériences (1) qui avait donné le nombre 0,375 pour la dilatation de l'air entre 0 et 100°; ce nombre se trouvant trop fort de $\frac{1}{37}$, il est clair que la loi précédente devient très-douteuse, et que de nouvelles expériences sont nécessaires pour décider si elle est rigoureuse, ou si elle n'est qu'approchée.

J'ai fait des expériences sur l'azote, l'hydrogène, l'oxyde de carbone, l'acide carbonique, l'acide sulfureux, le cyanogène, le protoxyde d'azote, l'acide chlorhydrique et l'ammoniaque. Le plus grand nombre de ces expériences ont été faites par le procédé que j'ai suivi dans la deuxième série de mes expériences sur l'air, page 34, et que, pour abréger, j'appellerai procédé II; quelques-unes cependant ont été faites avec le procédé que j'ai employé dans la quatrième série, page 53, et par celui qui a servi dans la cinquième

---

(1) Mémoire de M. Gay-Lussac sur la dilatation des gaz et des vapeurs, *Annales de chimie*, première série, tome XLIII, page 137.

série, page 59; j'appellerai ces deux méthodes procédés IV et V.

Je dirai d'abord en quelques mots comment l'expérience était disposée quand on opérait par la méthode II. Le ballon étant suspendu dans le vase à ébullition et en communication avec l'appareil à dessiccation, on faisait le vide un grand nombre de fois, et on laissait rentrer lentement l'air, de manière à bien dessécher le ballon; puis on adaptait à la seconde tubulure *t* de la pompe P, *fig.* 4, l'appareil qui devait dégager le gaz. Le vide étant fait dans le ballon, et l'appareil fournissant le gaz, on ouvrait progressivement le robinet de manière à laisser entrer le gaz à mesure qu'il se produisait : on jugeait de la marche de l'opération par un tube de sûreté qui se trouvait quelque part dans l'appareil de dégagement. Quand le ballon était plein de gaz, on faisait le vide, puis on laissait rentrer de nouveau le gaz, et ainsi quatre ou cinq fois de suite. On achevait d'ailleurs l'expérience comme il a été dit (page 24).

On a employé dans ces expériences le ballon VI (page 28), et deux nouveaux ballons VII et VIII pour lesquels on a obtenu les données suivantes :

		BALLON VII.	BALLON VIII.
	P =	$4358^{gr},15$	$4250^{gr},70$
	p =	$67\ ,17$	$65\ ,10$
	H_1 =	$753^{mm},62$	$752^{mm},68$
	T_1 =	$99°,76$	$99°,73$
d'où	$100k$ =	$0,002291$	$0,002385$
	c =	$0^{mm},10$	$0^{mm},10$

Lorsque les expériences étaient faites par les procédés IV et V, l'appareil de dessiccation de la fig. 4 était adapté, au

moyen du caoutchouc a, au tube capillaire op de la fig. 7, et l'on attachait l'appareil qui dégage le gaz à la tubulure t de la pompe.

Azote.

Ce gaz a été obtenu en enlevant l'oxygène à l'air atmosphérique que l'on faisait passer à travers un tube de verre renfermant de la tournure de cuivre (1) et chauffé au rouge. Le tube était en communication avec la tubulure de la pompe. Le vide étant fait dans le ballon, on ouvrait le robinet petit à petit; l'air, en passant sur le cuivre incandescent, abandonnait son oxygène, et déposait ensuite son humidité dans les tubes à dessiccation.

Dans trois expériences on a obtenu les résultats suivants :

	I.	II.	III.
H..........	760,19	761,87	765,73
H'.........	759,49	760,56	765,28
$h+c$.......	193,89	194,16	196,43
P'..........	70,48	67,93	57,00
P..........	4926,4	4926,4	4250,00
T..........	100°,00	100°,07	100°,22
Numéro du ballon....	VI	VI	VIII

On déduit de là :

I.. $1+100\alpha=$	1,36675
II...........	1,36686
III...........	1,36685
Moyenne...	1,36682

(1) La tournure de cuivre avait été d'abord oxydée par grillage à l'air, puis réduite par un courant de gaz hydrogène.

Ce nombre ne diffère pas sensiblement de celui que nous avons trouvé pour l'air.

Oxygène.

J'ai fait plusieurs expériences sur le gaz oxygène; mais elles m'ont donné des nombres tellement variables, qu'il a été impossible d'en tirer aucun parti. Le mercure s'altérait très-promptement au contact du gaz, probablement en absorbant une petite quantité de gaz. L'oxygène était préparé en chauffant du chlorate de potasse dans une cornue en verre; j'ai pensé que l'altération du mercure était due à la présence de quelques traces de chlore; mais je n'ai pas obtenu de résultat meilleur en faisant passer le gaz à travers un tube rempli de fragments de potasse humectés.

Hydrogène.

Ce gaz était préparé en traitant le zinc par l'acide sulfurique étendu; il traversait, avant de se rendre à la pompe et à l'appareil à dessiccation, deux tubes de 1 mètre de long remplis de ponce imbibée d'une dissolution de potasse caustique, et un troisième tube rempli de ponce imbibée d'une dissolution de sulfate d'argent. Le gaz était privé de toute odeur. L'interposition des deux tubes remplis de ponce imbibée d'une dissolution de potasse est essentielle, pour retenir la petite quantité de vapeur huileuse odorante, que le gaz hydrogène entraîne toujours et qui est suffisante pour altérer la dilatation du gaz d'une manière très-sensible. En effet, dans une expérience où le gaz hydrogène traversait simple-

ment un flacon laveur renfermant de l'eau, j'ai trouvé pour son coefficient de dilatation le nombre 0,3686; une seconde expérience, dans laquelle le flacon laveur renfermait une dissolution de potasse, a donné le nombre 0,3679.

Quatre déterminations qui ont été faites sur le gaz hydrogène ainsi purifié ont donné les nombres suivants :

	I.	II.	III.	IV.
H.......	755,67	756,27	758,94	759,21
H'.......	756,14	756,47	759,26	761,24
$h+c$.....	193,99	198,04	194,09	199,81
P'.......	58,75	28,49	64,16	35,44
P.......	4250,0	4357,0	4250,0	4357,0
T.......	99°,84	99°,86	99°,97	99°,97
Numéro du ballon.	VIII	VII	VIII	VII

On déduit de là :

I.... $1+100\alpha=$	1,36692
II.............	1,36682
III............	1,36677
IV............	1,36662
Moyenne...	1,36678

D'après ces expériences, le coefficient du gaz hydrogène serait égal à celui de l'air atmosphérique; mais il est probable néanmoins qu'il est un peu plus faible que celui de l'air, et que les expériences précédentes ont donné un nombre trop fort, probablement parce que le gaz hydrogène n'était pas encore complétement pur. M. Magnus, qui s'est occupé en même temps que moi de ce sujet de recherches, conclut de

ses expériences (*Annales de chimie et de physique*, 3[e] série, tome IV, page 334) que l'hydrogène a un coefficient de dilatation plus petit que celui de l'air; mais les différences sont tellement petites, qu'il est difficile de décider la question : elles sont dans les limites des erreurs d'observation. On trouve, en effet, dans les expériences de M. Magnus sur l'air, plusieurs nombres qui sont encore plus petits que ceux qu'il a obtenus pour l'hydrogène.

J'ai fait d'autres déterminations par le cinquième procédé, en apportant les plus grands soins à la préparation du gaz.

L'hydrogène était préparé au moyen de zinc très-pur ; il traversait un flacon laveur renfermant de l'eau ; deux tubes de 1 mètre de long remplis de ponce imbibée d'une dissolution concentrée de potasse, un tube de même longueur rempli de ponce imbibée d'une dissolution de sulfate d'argent. Après la pompe pneumatique, se trouvaient deux tubes de 1 mètre remplis de ponce sulfurique, et un tube rempli de petits fragments de potasse caustique. Ce dernier avait pour objet de retenir la petite quantité de gaz acide sulfureux qui aurait pu se former au contact du gaz hydrogène et de la ponce sulfurique.

Dans la glace fondante :

	I.	II.	III.
H..........	755,71	755,65	755,63
t..........	18°,21	18,46	20,21
h..........	+3,07	0	+1,83
v..........	29gr,13	27,43	27,22
H+*h*.......	758,78	755,65	757,46

Dans l'eau bouillante :

H'.	755,68	755,30	755,29
T'.	99,84	99,82	99,82
t'.	18,25	19,29	20,48
h'.	0	−2,49	0
H'+h'.	755,68	752,81	755,29
v'.	1724,79	1722,08	1722,19

On déduit de là :

I.... $1+100\,\alpha =$	1,36642
II.	1,36610
III.	1,36586
Moyenne....	1,36613

Ce nombre est sensiblement plus faible que ceux que nous avons trouvés pour l'air atmosphérique dans les expériences qui ont été exécutées par la même méthode, page 66.

Nous trouverons plus loin des expériences sur la dilatation des gaz sous de grandes pressions, et sur la comparaison du thermomètre à air avec le thermomètre à gaz hydrogène, qui prouvent très-nettement qu'il faut admettre pour le gaz hydrogène un coefficient de dilatation un peu plus faible que pour l'air atmosphérique.

Oxyde de carbone.

Ce gaz était préparé en décomposant l'acide oxalique par l'acide sulfurique concentré ; il traversait un flacon renfermant une dissolution de potasse caustique pour absorber l'acide carbonique, puis un long tube rempli de ponce imbibée d'une dissolution de potasse ; de là, il passait dans l'appareil à dessiccation.

Deux expériences par le procédé II ont donné les résultats suivants :

	I.	II.
H.	767,91	767,81
H'.	767,76	767,95
$h+c$.	197,29	202,21
P'.	56,65	24,30
P.	4250,0	4357,0
T.	100,29	100,29
Numéro du ballon. . . .	VIII	VII

d'où

I. . . . $1+100\alpha =$ 1,36647
II. 1,36686

Moyenne. 1,36667

Deux autres expériences ont été faites sur le même gaz par le procédé V.

Dans la glace fondante :

	I.	II.
H.	756,29	754,75
t.	18,42	16,11
h.	0	+1,92
v.	27,50	25,30
H+h.	756,29	756,67

Dans l'eau bouillante :

H'.	756,14	754,70
T'.	99,86	99,81
t'.	19,59	16,86
h'.	—2,23	—2,66
H'+h'.	753,91	752,05
v'.	1724,20	1722,07

On déduit de là :

I.... $1+100\alpha=$	1,36720
II.............	1,36654
Moyenne....	1,36688

Ainsi, par les deux procédés, on a trouvé à très-peu près le même nombre pour le coefficient de dilatation du gaz oxyde de carbone, qui ne paraît pas différer sensiblement de celui de l'air atmosphérique.

Acide carbonique.

Ce gaz était obtenu en décomposant le marbre par l'acide chlorhydrique étendu ; il traversait un flacon laveur renfermant de l'eau, et se rendait de là dans l'appareil à dessiccation.

Quatre expériences ont été faites par le procédé II.

	I.	II.	III.	IV.
H.......	754,73	749,47	745,18	749,52
H'......	754,05	746,28	744,60	748,77
$h+c$....	194,21	191,11	189,95	191,05
P'.......	59,17	54,84	73,55	72,07
P.......	4926,4	4926,4	4926,04	4926,4
T.......	99°,80	99,61	99,44	99,61
Numéro du ballon.	VI			

On déduit de là :

I.... $1+100\alpha=$	1,36844
II.............	1,36981
III.............	1,36913
IV............	1,36848
Moyenne....	1,36891

J'ai fait sur le gaz acide carbonique plusieurs expériences par la quatrième et par la cinquième méthode. Le procédé IV a donné :

Première période.

	H	T	t	H′	h'	t'	$1+100\alpha$
1	756,52	99°,87	13°,4	755,47	200,58	13°,0	1,36831
2	757,54	99°,91	12°,9	758,02	202,55	11°,7	1,36857
						Moyenne =	1,36844

Deuxième période.

	H″	t''	H‴	T‴	h'''	t'''	$1+100\alpha$
1	758,47	11°,8	758,80	99°,95	275,67	14°,8	1,36846
2	758,47	11°,8	759,10	99°,97	275,51	14°,1	1,36866
						Moyenne =	1,36856

Par le procédé V on a eu :
Glace fondante :

	I.	II.	III.	IV.	V.
H.....	756,31	756,14	756,13	755,52	755,46
t......	17,19	17,64	18,88	19,82	19,88
h......	+0,30	0,	+0,86	+1,92	0,
v......	48,81	22,40	30,95	30,90	30,28
H+h...	756,61	756,14	756,99	757,44	755,46

Eau bouillante :

H'.....	756,36	755,79	756,57	756,10	755,43
T'.....	99,86	99,85	99,87	99,85	99,84
t'......	16,62	19,23	18,69	19,47	20,58
h'......	0	— 0,86	0	0	— 1,47
H'+h'..	756,36	754,93	756,57	756,10	753,96
v'......	1722,59	1720,16	1721,02	1731,75	1741,48

On déduit de là :

I...... $1+100\alpha=$	1,37048
II................	1,37088
III...............	1,37100
IV...............	1,37094
V................	1,37164
Moyenne	1,37099

Ces derniers nombres sont notablement plus grands que ceux que nous avons obtenus par les méthodes II et IV. Nous avons déjà trouvé un résultat semblable pour l'air atmosphérique. En général, nous reconnaîtrons que les coefficients de dilatation, déterminés par l'observation directe de l'augmentation du volume, la force élastique restant constante, sont plus grands que ceux que l'on déduit, par le calcul, de l'observation des forces élastiques qu'un même volume de gaz présente à 0° et à 100°. Les différences sont surtout très-notables pour les gaz très-compressibles, comme nous le trouverons bientôt sur le gaz acide sulfureux et sur le cyanogène.

Le coefficient de dilatation du gaz acide carbonique est notablement plus grand que celui de l'air atmosphérique.

Protoxyde d'azote.

Le protoxyde d'azote était préparé en décomposant par

la chaleur du nitrate d'ammoniaque renfermé dans une cornue. Le gaz, avant d'arriver aux tubes de dessiccation, traversait un flacon laveur renfermant une dissolution de protosulfate de fer.

Le coefficient de dilatation du protoxyde d'azote a été déterminé également par deux méthodes.

Par la méthode II on a trouvé :

	I.	II.	III.
H.......	759,62	760,16	765,46
H'.......	765,10	765,47	765,11
$h+c$....	198,40	204,10	197,80
P'.......	75,07	37,82	50,05
P.......	4250,0	4926,4	4357,0
T.......	99°,99	100,00	100°,20
Numéro du ballon....	VIII.	VI.	VII.

On en déduit :

I...... $1+100\alpha =$ 1,36768
II................ 1,36780
III............... 1,36742
Moyenne.... 1,36763

Une expérience faite sur le protoxyde d'azote au moyen de la quatrième méthode, a donné :

Première période.	Deuxième période.
$H = 747^{mm},03$	$H'' = 747^{mm},72$
$T = 99°,52$	$t'' = 3°,6$
$t = 4°,2$	$H''' = 748^{mm},49$
$H' = 748^{mm},08$	$T''' = 99°,57$
$h' = 198^{mm},39$	$h''' = 269^{mm},73$
$t' = 3°,6$	$t''' = 3°,9$
$1+100\alpha = 1,36701$	$1+100\alpha = 1,36797$

Moyenne $=$ 1,36749.

Les expériences faites par la méthode V ont donné les résultats suivants.

Dans la glace fondante :

	I.	II.
H.	764,90	754,45
t.	15,85	19,40
h.	0	0
v.	30,40	26,37
$H+h$.	764,90	754,45

Dans l'eau bouillante :

	I.	II.
H'.	764,79	754,32
T'.	100,18	99,80
t'.	16,44	19,83
h'.	—2,34	—0,34
$H'+h'$. . . .	762,45	753,98
v'.	1731,02	1723,80

Les dilatations que l'on déduit de là, sont :

I. . . . $1+100\,\alpha =$ 1,37223
II 1,37167

Moyenne 1,37195

Elles sont beaucoup plus fortes que celles qui ont été trouvées par les procédés II et IV.

Dans tous les cas, on voit que le gaz protoxyde d'azote possède un coefficient de dilatation sensiblement plus grand que celui de l'air.

Gaz acide sulfureux.

La dilatation du gaz acide sulfureux a été déterminée par le procédé V.

Le gaz était préparé par la réaction du mercure sur l'acide sulfurique ; il traversait un long tube en U incliné, rempli d'acide sulfurique concentré, que les bulles de gaz traversaient très-lentement ; de là il se rendait dans le ballon, au moyen d'un tube sur lequel se trouvait établie la petite pompe pneumatique. Cette disposition permettait de faire le vide, non-seulement dans le ballon récipient, mais encore dans l'appareil de dégagement. Il était d'ailleurs facile de s'assurer, au moyen des tubes communiquants FA et BI, *fig.* 19, que l'appareil tenait parfaitement le vide.

Le ballon a été ainsi rempli de gaz acide sulfureux parfaitement pur. Je m'en suis assuré à la fin des expériences en cassant la pointe du tube latéral *op*, *fig.* 7, sous le mercure, et faisant sortir une portion du gaz, en versant du mercure dans le tube BI. Le gaz s'est complétement absorbé dans une dissolution de potasse.

Glace fondante :

	I.	II.	III.
H........	759,58	760,41	762,46
t........	18,38	19,61	17,63
h........	0	—1,54	—3,34
v........	21,44	25,79	22,40
$H+h$.....	759,58	758,87	759,12

Dans l'eau bouillante :

H'.......	759,40	760,66	762,04
T'.......	99,98	100,03	100,08
t'........	19,67	19,88	18,63
h'........	+2,67	+0,72	+0,06
$H'+h'$....	762,07	761,38	762,10
v'........	1763,28	1768,20	1754,26

On en déduit :

I.... $1+100\alpha=$	1,39094
II.............	1,38987
III.............	1,39004
Moyenne....	1,39028

Il était intéressant de déterminer le coefficient de dilatation du gaz acide sulfureux, en le déduisant des forces élastiques que le même volume du gaz présente à 0° et à 100°. Ces déterminations ont été obtenues dans la même série d'expériences que les nombres inscrits dans le tableau précédent. Il suffit, en effet, pour obtenir avec l'appareil des *fig.* 7 et 19 les changements de force élastique du gaz occupant le même volume, lorsqu'il est porté de la température de la glace fondante à celle de l'eau bouillante, de maintenir le niveau du mercure en α dans le tube FA, *fig.* 19, pendant que le ballon est dans l'eau bouillante, et de mesurer la différence de niveau entre α et le ménisque du mercure soulevé dans le tube BI. Ces déterminations ont été faites, en effet, dans les trois expériences sur le gaz acide sulfureux, et dans les deux expériences sur le cyanogène que nous trouverons plus loin. Aux valeurs de H, t, h, v et $H+h$, du tableau précédent, il suffit de joindre les suivantes :

	I.	II.	III.
H'.......	759,31 mm	761,71 mm	762,13 mm
T........	99°,98	100°,03	100°,08
t'........	19°,29	19°,88	18°,42
h'........	288,62 mm	286,19	284,30
$H'+h'$....	1047,93 mm	1046,90	1046,43
v'........	21,44 gr	25,79 gr	28,20 gr

On déduit de là :

I.....	$1+100\alpha=$	1,38439
II..............		1,38451
III..............		1,38470
	Moyenne. .	1,38453

Le coefficient de dilatation du gaz acide sulfureux est par conséquent beaucoup plus grand que celui de l'air atmosphérique, et on obtient pour ce coefficient des valeurs très-différentes, suivant qu'on le détermine directement par l'observation de l'accroissement de volume du gaz maintenu sous la même pression, ou qu'on le calcule d'après les forces élastiques qu'un même volume de gaz présente à 0° et à 100°.

Cyanogène.

Ce gaz était préparé en décomposant le cyanure de mercure par la chaleur; il traversait une longue colonne d'acide sulfurique concentré.

La dilatation du gaz cyanogène a été déterminée par le procédé V; mais on a dirigé les expériences de façon à pouvoir déduire en même temps la dilatation, du changement des forces élastiques que subit le même volume de gaz en passant de 0° à 100°, comme cela vient d'être dit pour l'acide sulfureux.

H.......	763,18	764,19
t........	20,30	18,56
h.......	+0,25	−1,44
v........	22,80	25,62
H+h....	763,43	762,75

Dans l'eau bouillante :

H'.......	763,14	764,08
T'.......	100,12	100,15
t'.......	21,24	19,72
h'.......	+0,70	+0,78
$H'+h'$...	763,84	764,86
v'.......	1785,37	1764,23

On en déduit :

I.... $1+100\alpha =$ 1,38766
II............. 1,38768

Moyenne... 1,38767

En joignant au tableau précédent les nombres suivants observés dans les mêmes expériences :

	I.	II.
	mm	mm
H'......	763,07	764,07
T'.......	100°,12	100°,15
t'.......	20°,94	10°,16
h'.......	289,23	287,62
$H'+h'$....	1052,30	1051,69
	gr	gr
v'.......	22,80	25,62

on peut obtenir les coefficients de dilatation calculés par le changement des forces élastiques :

I.... $1+100\alpha =$ 1,38282
II.............. 1,38298

Moyenne.. 1,38290

On obtient donc encore ici une valeur de la dilatation beaucoup plus faible, quand on la calcule par le change-

ment des forces élastiques, que lorsqu'on la déduit de l'observation du changement de volume.

Dans tous les cas, le coefficient de dilatation du gaz cyanogène est beaucoup plus grand que celui de l'air.

En résumé, on voit *que les différents gaz présentent des coefficients de dilatation très-notablement différents, et que l'on n'obtient pas les mêmes valeurs pour ces coefficients, suivant qu'on les détermine par l'observation directe de l'augmentation de volume que subit une même masse de gaz, lorsqu'on la porte de* 0° *à* 100°, *sa force élastique restant constante, ou lorsqu'on les déduit, par le calcul, de l'observation des forces élastiques qu'un même volume de gaz présente à* 0° *et à* 100°.

Nous avons trouvé, en effet, pour le coefficient de dilatation moyen entre 0° et 100° :

	Sous volume constant.	Sous pression constante.
Hydrogène	0,3667	0,3661
Air atmosphérique....	0,3665	0,3670
Azote	0,3668	»
Oxyde de carbone....	0,3667	0,3669
Acide carbonique....	0,3688	0,3710
Protoxyde d'azote....	0,3676	0,3719
Acide sulfureux......	0,3845	0,3903
Cyanogène	0,3829	0,3877

J'ai disposé un appareil au moyen duquel on met immédiatement en évidence la dilatation inégale des gaz, et qui peut servir à la mesurer avec précision. Cet appareil, qui est une espèce de thermomètre différentiel, se compose de deux ballons égaux en capacité, terminés par des tubes capillaires et disposés exactement comme le ballon du procédé n° IV (*fig.* 7). Chacun de ces ballons commu-

nique avec un tube semblable au tube FH des *fig.* 7 et 8, mastiqué dans une pièce en fer à trois branches munie d'un robinet, *fig.* 9. La troisième tubulure intermédiaire porte un tube ouvert IJ. Les deux tubes FGH et F'G'H' ont été pris sur un même tube bien cylindrique et ont reçu exactement la même forme; ils sont disposés dans les tubulures d'une manière aussi semblable que possible. On remplit l'un des ballons d'air sec et l'autre ballon du gaz dont on veut comparer la dilatation à celle de l'air. Ces ballons sont d'ailleurs placés dans la même caisse en fer-blanc.

Les ballons étant environnés de glace fondante, et le mercure ayant été amené à l'affleurement à un trait marqué sur l'un des tubes, on ferme à la lampe les deux tubes latéraux *op*. Le mercure se trouve alors nécessairement au même niveau dans les deux tubes FGH, F'G'H', et dans le tube intermédiaire IJ. La glace ayant été ôtée et de l'eau placée dans le vase en fer-blanc, on porte cette eau à l'ébullition, et l'on verse du mercure dans le tube ouvert pour maintenir le niveau au même point dans le tube FGH. Si les deux gaz ont le même coefficient de dilatation, les deux ménisques dans les tubes FGH et F'G'H' seront encore au même niveau; il y aura au contraire une différence de hauteur, si les dilatations sont inégales.

Il serait assez difficile de trouver deux ballons ayant exactement la même capacité, quand ils sont soudés à leur tube capillaire, et de disposer les tubes FGH et F'G'H' de manière à ce que les volumes d'air renfermés dans la partie supérieure de ces tubes, lorsque le mercure se trouve au même niveau et affleuré au point de repère pris sur l'un d'eux, soient parfaitement égaux. Mais cela n'est pas néces-

saire, il suffit en effet que le rapport $\frac{v}{V}$ soit le même pour les deux appareils. Or, pour cela, il suffit de prendre deux ballons à peu près égaux en capacité; on les jauge avec soin à l'eau distillée, après qu'ils ont été soudés à leurs tubes thermométriques. On jauge de même au mercure la petite capacité comprise dans la partie $F\alpha$ du tube FGH jusqu'au point de repère α; sur l'autre tube $F'G'H'$ on marque deux traits α' et α'', et l'on jauge au mercure la capacité jusqu'en α' et celle comprise entre les deux traits α' et α''.

Cela posé, on connaît le rapport $\frac{v}{V}$ pour le premier ballon, et le volume V' du second ballon; alors v' doit être égal à $\frac{v}{V}V'$. Il est facile de déterminer le point du tube $F'G'H'$ auquel correspond ce volume v'; on calcule sa distance d au trait α'.

Le tube FGH étant mastiqué dans sa tubulure et l'appareil attaché sur sa planche verticale, on fixe le tube $F'G'H'$ dans la position qui lui convient. Pour cela, on prend au kathétomètre le niveau du point de repère α sur le tube FGH, et l'on tourne la lunette vers le tube $F'G'H'$. Si ce dernier tube se trouve dans la position convenable, le croisement des fils de la lunette doit viser vers le point auquel correspond le volume v'; par suite le trait α doit se trouver à une hauteur d au-dessus ou au-dessous : on s'assure avec l'instrument si cela a lieu en effet, c'est-à-dire que l'on monte ou que l'on descend la lunette de la quantité d, et l'on dispose le tube $F'G'H'$ de manière à ce que le trait α' soit caché par le fil horizontal de la lunette dans sa nouvelle position; puis on fixe le tube par le mastic.

Pour s'assurer si l'appareil différentiel est convenablement disposé, on fait une expérience en remplissant les deux ballons d'air sec. On ferme les deux tubes latéraux *op*, lorsque les ballons sont dans la glace fondante et que le mercure a été affleuré en α sur le tube FGH. Les trois colonnes de mercure sont alors au même niveau. On porte l'eau du vase à l'ébullition, et l'on ramène le niveau du mercure en α; le mercure devra se trouver exactement à la même hauteur dans le tube F'G'H', si l'appareil est bien établi.

On rend plus évidents encore les résultats obtenus par cette méthode, en faisant une seconde expérience, dans laquelle on fait entrer, dans le ballon qui renfermait auparavant l'air, le gaz dont on cherche à comparer la dilatation, et l'on remplit au contraire d'air atmosphérique le ballon qui renfermait le gaz dans la première expérience.

La formule qui donne la dilatation du gaz dans cet appareil est évidemment, en conservant les notations de la page 57,

$$1 + \alpha T = \frac{(H''' + h''')(1 + kT)}{H'' - \frac{v}{V}\left(\frac{1}{1 + \alpha t}\right)(H''' + h''' - H'')}.$$

Si on la différencie par rapport à α et h''', en faisant attention que le facteur $\frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t}(H''' + h''' - H'')$ étant très-petit, peut être supposé constant et égal à ω, il vient

$$d\alpha = \frac{(1 + kT).dh'''}{H'' - \omega};$$

on peut donc poser simplement

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta h'''}{H''}.$$

C'est-à-dire que la différence des coefficients de dilatation des deux gaz est égale à la différence des niveaux des colonnes de mercure dans les deux tubes FGH et F'G'H', divisée par la hauteur du baromètre au moment où l'on a fermé les deux tubes, pendant que les ballons étaient dans la glace fondante.

Ce résultat n'est cependant pas tout à fait exact, parce que l'on néglige la variation du rapport $\frac{v}{V}$, qui n'est pas le même à 100° qu'à zéro, pour le gaz qui ne se dilate pas de même que l'air. Mais quand la différence des dilatations est très-faible, l'erreur qui résulte de cette omission est à peu près insensible. Il est facile, d'ailleurs, d'en tenir compte.

Une expérience comparative, faite par cette méthode sur l'acide carbonique et sur l'air atmosphérique, a donné

$$\Delta h''' = 1^{\text{mm}},48, \quad H'' = 757,20;$$

par suite

$$\Delta\alpha = \frac{1^{\text{mm}},48}{757,20} = 0,002 \text{ environ};$$

c'est-à-dire que le coefficient de dilatation du gaz acide carbonique est plus fort de 0,002 que celui de l'air, ce qui le porte à 0,3685; et c'est en effet le nombre que nous avons trouvé plus haut (*page* 83).

Pour vérifier l'exactitude de l'appareil différentiel, j'ai rempli les deux ballons d'air sec; j'ai trouvé alors

$$\Delta h''' = 0^{\text{mm}},08.$$

Cette différence tient probablement à ce que les tubes n'étaient pas ajustés d'une manière tout à fait exacte, mais elle est complétement négligeable.

TROISIÈME PARTIE.

De la dilatation des Gaz sous différentes pressions.

Les physiciens admettent généralement que la dilatation des gaz est constante entre les mêmes limites de température, quelle que soit la pression à laquelle ces gaz se trouvent soumis; par conséquent, qu'elle est entièrement indépendante de leur densité primitive. Mais il est difficile de citer des expériences concluantes sur lesquelles cette loi se trouve établie. Plusieurs observateurs ayant obtenu la même valeur pour le coefficient de dilatation de l'air sous des pressions barométriques différentes, en ont conclu que le coefficient de dilatation des gaz restait le même sous toutes les pressions. Mais les variations barométriques dans une même localité, ont lieu entre des limites trop peu étendues pour qu'il soit permis de tirer de cette observation une conclusion aussi générale; elle prouverait seulement que, pour des variations très-faibles de pression, les changements du coefficient de dilatation de l'air sont insensibles.

H. Davy est le seul physicien qui ait étudié la dilatation des gaz sous des pressions très-différentes (*Transactions philosophiques*, 1823, tome II, p. 204). Il annonce qu'il a trouvé la même dilatation à l'air pris avec les densités $\frac{1}{6}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{2}$, 1 et 2. Mais les expériences du physicien anglais n'ont pas été faites par

un procédé assez délicat, pour que l'on puisse regarder leurs résultats comme suffisamment précis.

J'ai fait des expériences sur l'air sous des pressions plus faibles que la pression barométrique, et d'autres sous des pressions beaucoup plus fortes.

Expériences sous des pressions plus faibles que la pression barométrique ordinaire.

Ces expériences ont été exécutées par le procédé n° IV au moyen de l'appareil représenté *Pl.* I, *fig.* 7 et 8; on donnait seulement au tube FGH une plus grande hauteur, environ 770 millimètres depuis la tubulure H jusqu'au trait de repère α.

Le ballon se trouvant dans la vapeur de l'eau bouillante, et en communication, d'un côté avec l'appareil à dessiccation au moyen du tube latéral *op*, et de l'autre avec le tube FGH, qui est mastiqué dans la tubulure en cuivre *n*, on fait un grand nombre de fois le vide, et on laisse rentrer chaque fois l'air très-lentement : les tubes FH et IJ renferment une quantité de mercure telle, que le vide peut être fait dans le ballon, sans que le mercure s'élève au-dessus de F dans le tube FH. Lorsque l'appareil est parfaitement desséché, on laisse rentrer la quantité d'air sur laquelle on veut opérer ; on juge de sa densité par la différence de niveau des deux colonnes de mercure. On ferme alors le tube latéral *op* à la lampe, et on enlève l'appareil à dessiccation.

En versant du mercure dans le tube IJ, on amène le niveau dans le tube FH au trait de repère α, le ballon étant toujours dans la vapeur de l'eau bouillante; on prend avec le

cathétomètre la différence de niveau des deux colonnes, et l'on note en même temps la hauteur du baromètre.

On enlève ensuite le fourneau O, on fait écouler l'eau chaude du vase M, et quand celui-ci est complétement refroidi, on entoure le ballon A de glace pilée. On fait couler du mercure, en tournant le robinet K, de manière à maintenir le niveau du mercure au point α dans le tube FH. Lorsque l'équilibre de température est de nouveau établi, on mesure la différence de niveau des colonnes de mercure et la hauteur du baromètre.

On faisait ainsi plusieurs expériences sur la même quantité d'air, en mettant successivement le ballon dans la vapeur de l'eau bouillante, puis dans la glace fondante. Elles ont été faites quelquefois à plusieurs jours d'intervalle; il était facile de reconnaître ainsi si l'appareil tenait parfaitement le gaz.

J'ai réuni dans un seul tableau les expériences qui ont été faites sur la dilatation de l'air sous des pressions plus faibles que la pression atmosphérique; celles qui ont été exécutées sur la même quantité d'air sont comprises dans une même série.

Je me suis servi du même ballon que dans mes premières expériences, page 56, mais le tube FH de l'ancien appareil a été remplacé dans les expériences II, III, IV et V, par un autre ayant une plus grande hauteur.

On a pour la série I :

$$\frac{v}{V} = \frac{26,85}{9889,9} = 0,00272,$$

et pour les séries II, III, IV et V,

$$\frac{v}{V} = \frac{29,0}{9889,9} = 0,00293.$$

La formule qui sert à calculer les expériences est la suivante :

En désignant par H′ la hauteur du baromètre au moment où l'on fait l'expérience dans l'eau bouillante, par T la température de la vapeur, h' la différence de niveau des colonnes de mercure ;

t' la température du petit volume d'air v ;

Enfin par H, h, t, les quantités correspondantes, quand on fait l'expérience dans la glace fondante ;

On a :

$$1 + \alpha T = \frac{(H' - h')(1 + kT)}{(H - h) - \frac{v}{V}\frac{1}{1 + \alpha t}\left[H' - h' - H + h\right]}.$$

On a supposé $t' = t$.

Les hauteurs H, h, H′, h' ont été ramenées par le calcul à 0°.

TABLEAU DES EXPÉRIENCES FAITES SUR L'AIR

SOUS DES PRESSIONS PLUS FAIBLES QUE LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE.

NUMÉROS DES SÉRIES D'EXPÉRIENCES.	H	t	h	H—h	H′	T′	t'	h'	H′—h'	1+100α	MOYENNE.
	mm.		mm.	mm.	mm.			mm.	mm.		
I.	763,68	9°,4	388,48	375,20	763,94	100°,14	13°,5	252,89	511,05	1,36605	
	763,63	11°,4	388,36	375,27	763,54	100°,13	12°,5	252,65	510,89	1,36540	1,36572
II.	764,79	11°,9	390,12	374,67	764,89	100°,18	12°,8	254,53	510,36	1,36609	
	764,79	11°,9	390,12	374,67	767,79	100°,29	9°,4	257,44	510,35	1,36566	1,36587
III.	757,47	8°,2	491,32	266,15	757,52	99°,90	8°,8	395,47	362,05	1,36525	
	756,88	9°,3	490,91	265,97	756,53	99°,87	10°,7	394,66	361,87	1,36560	1,36542
IV.	756,13	9°,3	581,70	174,43	756,13	99°,85	10°,4	518,98	237,15	1,36469	
	756,13	9°,3	581,70	174,43	756,04	99°,85	10°,0	518,86	237,18	1,36487	
	760,56	6°,6	586,35	174,21	760,91	100°,04	7°,8	523,74	237,17	1,36583	1,36513
V.	761,14	8°,3	651,50	109,64	761,14	100°,04	8°,6	611,81	149,33	1,36639	
	761,19	7°,6	651,49	109,70	760,92	100°,03	9°,5	611,71	149,21	1,36459	
	761,18	8°,8	651,55	109,63	761,09	100°,04	9°,9	611,89	149,20	1,36535	
	761,24	8°,6	651,61	109,63	761,14	100°,04	9°,9	611,92	149,22	1,36554	
	765,87	8°,8	656,08	109,79	765,57	100°,21	9°,0	616,18	149,39	1,36448	
	765,82	9°,2	656,07	109,75	765,64	100°,21	9°,6	616,33	149,31	1,36425	
	765,87	8°,8	656,08	109,79	765,64	100°,21	9°,6	616,33	149,31	1,36376	
	765,82	9°,2	656,07	109,75	765,57	100°,21	9°,0	616,18	149,39	1,36498	
	765,87	8°,8	656,08	109,79	765,64	100°,21	11°,9	616,28	149,36	1,36421	
	765,82	9°,2	656,07	109,75	765,64	100°,21	11°,9	616,28	149,36	1,36471	1,36482

On a souvent combiné, dans le calcul des expériences, la même détermination dans la glace fondante avec plusieurs déterminations dans l'eau bouillante, faites avant et après, afin de faire ressortir les valeurs extrêmes.

Ce tableau montre clairement que *le coefficient de dilatation de l'air va en diminuant avec la pression.*

Il est bon de remarquer que, dans les expériences partielles faites sur une même quantité d'air, on observe des divergences plus grandes que dans celles qui sont faites sous la pression atmosphérique. Ainsi, dans la série V, qui renferme les expériences faites sous la plus faible pression, les extrêmes sont 1,36376 et 1,36639; différence 0,00263. La raison en est simple : une même erreur faite sur la détermination de l'une des hauteurs H, H', h ou h' produit nécessairement des différences d'autant plus considérables dans le résultat final, que les pressions sont plus faibles. Ce n'est que par un grand nombre de déterminations, combinées de manière à faire sortir les valeurs extrêmes, et en rapportant toutes les expériences qui ont été faites, qu'il a été possible de mettre la loi précédente en évidence.

Expériences sous des pressions plus fortes que la pression barométrique ordinaire.

L'appareil des *fig.* 7 et 8 se prête très-bien aux expériences sous des pressions plus fortes que la pression atmosphérique, en le modifiant de la manière suivante :

Le tube IJ est remplacé par un tube en verre beaucoup plus long, maintenu contre une paroi fixe par plusieurs attaches disposées sur sa longueur. Au lieu du tube droit laté-

ral *op*, on mastique dans la tubulure *o* un tube ayant la forme représentée *abcd*, *fig.* 17, et qui se compose d'un tube capillaire recourbé *abc*, dont la partie *ab* prend une position horizontale, et d'un tube plus large *cd* soudé au tube capillaire, et qui se trouvera dans une position verticale. Ce dernier tube est mis en communication avec un gros tube LL' renfermant de la ponce imbibée d'acide sulfurique concentré : à cet effet, on réunit les deux extrémités des tubes sous un même petit manchon de cuivre *d* que l'on recouvre entièrement de mastic. Le tube LL' peut être mis en communication avec une petite pompe pneumatique, au moyen d'un caoutchouc, ou mastiqué dans la tubulure *t* d'une pompe à compression.

On a mis dans le tube *cd* plusieurs boulettes de mastic.

Cela posé, le ballon étant dans la vapeur de l'eau bouillante, on fait un grand nombre de fois le vide pour dessécher complétement l'appareil, puis on remplace la pompe aspirante par la pompe à compression ; on refoule lentement de l'air sec dans le ballon, et l'on ajoute en même temps du mercure dans le tube IJ. On laisse à dessein s'écouler plusieurs minutes entre deux coups de piston consécutifs, afin de laisser séjourner l'air pendant quelque temps au contact de la ponce sulfurique, avant de le faire passer dans le ballon (1). Lorsque l'on juge par la différence de hauteur des

---

(1) Il est encore plus nécessaire que l'air refoulé dans le ballon soit parfaitement sec dans les expériences faites sous de hautes pressions, que dans celles qui sont faites sous des pressions plus faibles. Pour parvenir à ce résultat d'une manière certaine, on avait soin d'adapter à la tubulure *t'* de la pompe à compression un second tube de ponce sulfurique ; de sorte que l'air aspiré arrivait déjà bien desséché dans la pompe.

colonnes mercurielles, que l'air possède dans le ballon la densité qu'on veut lui donner, on fond à la lampe à alcool les petites boulettes de mastic contenues dans le tube *cd*, on ouvre en même temps un peu le robinet K ; le mercure qui s'écoule diminue suffisamment la pression à l'intérieur, pour qu'une petite colonne de mastic fondu s'engage dans le tube capillaire *cb*, où elle se fige. On arrive évidemment au même résultat en refoulant une nouvelle quantité d'air avec la pompe à compression. L'appareil se trouve hermétiquement fermé en *c*, quand le mastic est refroidi ; on peut alors enlever le tube LL' et la pompe à compression.

L'expérience s'achève comme à l'ordinaire ; seulement, comme les colonnes à mesurer sont très-longues, on ne peut plus y parvenir dans une seule course du cathétomètre. J'ai employé dans ces expériences deux cathétomètres à la fois, chacun de 1 mètre de course. L'un de ces instruments servait à déterminer la distance du ménisque dans le tube FH, au-dessous d'un point de repère *r*, placé sur le tube IJ à 800 millimètres environ au-dessus du trait α. L'autre cathétomètre établi sur une base très-solide, et sur laquelle l'observateur ne montait pas, servait à mesurer la distance du ménisque dans le tube IJ à un autre repère *r'* fixé sur ce même tube. Lorsque la distance *rr'* surpassait 1 mètre, on plaçait dans l'intervalle, sur le même tube, d'autres repères espacés de 900 millimètres environ. Toutes ces distances étaient relevées avec le plus grand soin au moyen des cathétomètres, chaque fois avant de commencer une expérience, et une seconde fois après l'avoir finie.

Le ménisque, dans le tube FH, était amené dans chaque expérience à peu près à l'affleurement α tracé sur le tube :

comme il est difficile d'ajuster rigoureusement de longues colonnes de mercure à un trait de repère, je ne me suis pas attaché à rendre chaque fois l'affleurement parfait; j'ai préféré ne l'établir que d'une manière approchée, et tenir compte de la variation du petit volume v, d'après la position du ménisque par rapport au trait de repère α, ce qui était rendu facile par un jaugeage préliminaire du tube.

La colonne de mercure était préservée du rayonnement du foyer par une paroi de plusieurs planches superposées : on déterminait sa température au moyen de trois thermomètres à très-gros réservoirs, disposés sur différents points de sa hauteur. La moyenne des indications de ces thermomètres était prise pour la température de la colonne mercurielle.

Au moyen de l'appareil ainsi disposé, j'ai pu faire des expériences jusque sous la pression de quatre atmosphères environ. Le ballon n'était plus celui qui avait servi aux précédentes observations; les parois de ce dernier étaient trop minces, et n'auraient probablement pas résisté à des pressions aussi considérables. J'ai fait choix d'un ballon plus épais en verre, et d'un diamètre un peu plus petit; il renfermait $6786^{gr},5$ de mercure à 0°.

Pour avoir des observations sous des pressions plus considérables, il m'a fallu avoir recours à une nouvelle disposition. Je n'ai pu me procurer de tube de verre d'une seule pièce de plus de 3 mètres de longueur, et il était d'ailleurs à craindre qu'un tube de verre mince de plus grande dimension ne résistât pas à la pression, et ne cédât dans sa partie inférieure. J'ai eu recours à l'appareil suivant (pl. I, *fig.* 17):

Un tube de fer creux TT', de 3 mètres environ de longueur, s'engage dans une tubulure A d'une pièce en fer à robinet (*fig.* 17 et 18) (1); il est fixé dans cette tubulure au moyen d'une garniture de lin graissé de suif, que l'on serre fortement autour du tube dans un espace annulaire *ee*, au moyen d'un écrou E.

Dans la seconde tubulure B, on fixe de la même manière le tube de verre FH. La pièce de fer ABK est solidement fixée sur un support SS′ adapté à un mur vertical. Le tube de fer est disposé parfaitement dans la verticale; il est terminé à sa partie supérieure par une tubulure à vis dans laquelle on engage un tube de verre de 2 mètres environ de long, au moyen d'une garniture de lin suiffé et d'un écrou. Le tube de fer, et le tube de verre qui le surmonte, ont de 14 à 15 millimètres de diamètre intérieur.

Le ballon avec le vase qui le renferme, est placé dans une chambre voisine, séparée de la première par la paroi, le long de laquelle est disposé le tube vertical en fer. Cette paroi est percée d'un trou par lequel passe le tube capillaire du ballon, avant de se mastiquer dans la tubulure en cuivre à trois branches *mno*. La tubulure latérale *mo* porte le petit tube recourbé *abcd*, renfermant des boulettes de mastic, et se trouve en communication avec la pompe à compression par l'intermédiaire du tube LL′, rempli de ponce sulfurique.

L'expérience se fait d'ailleurs exactement de la même ma-

---

(1) La *fig.* 18 représente une coupe verticale de la pièce ABK sur une échelle double de celle de la *fig.* 17.

nière qu'avec le premier appareil : on relève les deux ménisques avec deux cathétomètres. L'instrument qui suit le ménisque dans la longue colonne, est placé à un étage supérieur dont le plancher est traversé par le tube en fer.

Les tubes portent, de distance en distance, des repères qui ont été relevés avec le plus grand soin, au moyen d'un des cathétomètres que l'on disposait à cet effet sur des supports plus élevés, parfaitement fixes, et sur lesquels l'observateur ne montait pas. Le niveau à bulle d'air extrêmement sensible du cathétomètre permettait d'ailleurs de reconnaître facilement si la condition de fixité était suffisamment remplie.

Des thermomètres à mercure à gros réservoir sont disposés le long de la colonne de mercure, et indiquent sa température.

Le ballon qui a servi dans ces expériences était un ballon de cristal que j'ai fait souffler à la verrerie de Choisy-le-Roi. Les parois de ce ballon avaient une épaisseur de 3 millimètres environ, et elle était à peu près uniforme dans tous les points. Le coefficient de dilatation de ce ballon a été déterminé à l'aide d'un second ballon plus petit, soufflé en même temps, avec la même matière, et ayant une épaisseur de verre à peu près égale : on l'a trouvé de 0,002130, de 0 à 100° (1).

Le ballon employé dans les expériences sur la dilatation

---

(1) Les données de cette expérience sont les suivantes :

$P = 1265^{gr},647$ $\quad H_1 = 763^{mm},50$

$p = 19,783$ $\quad T_1 = 100°,13$

des gaz, renfermait 5864^{gr},45 de mercure à 0°, non compris la tige capillaire.

Il reste une dernière donnée qu'il nous est nécessaire de connaître, pour pouvoir calculer la dilatation de l'air d'après les résultats de l'expérience : c'est l'augmentation que subit la capacité du ballon, par la différence des pressions auxquelles le gaz se trouve soumis à 0° et à 100°. Cette augmentation serait difficile à déterminer d'une manière absolument exacte, mais il est facile d'en avoir une évaluation approchée.

A cet effet le ballon était rempli d'eau, jusqu'à une petite distance de l'extrémité de sa tige capillaire, et cette extrémité était mastiquée dans un tube en verre recourbé, dont la longue branche verticale était ouverte. Quand on voulait observer les changements de volume sous de faibles pressions, on versait du mercure dans la branche ouverte ; l'air, comprimé dans la seconde branche, exerçait son ressort à la surface de l'eau dans le tube capillaire. On jugeait de l'augmentation de la capacité du ballon, par la marche du ménisque d'eau dans le tube capillaire, et de la pression par la différence de niveau des colonnes de mercure. Le ballon était maintenu plongé dans un vase plein d'eau à la température ambiante, afin de rendre insensibles les changements de volume qui sont produits par les variations de température.

Voici quelques nombres obtenus sur le ballon qui a servi aux expériences des pages 57 et 99 :

Sous une pression de		la capacité a augmenté de
227^{mm},7	de mercure	0,000054
436, 5	*id.*	0,000103
687, 8	*id.*	0,000160

On voit que la capacité a augmenté proportionnellement à la pression ; mais cette augmentation de capacité est tellement faible, qu'on peut la négliger complétement dans les expériences sur la dilatation des gaz sous la pression atmosphérique. Le changement de volume du ballon est encore moindre que nous ne l'indiquons ici, car dans l'expérience que je viens de décrire, le changement apparent se compose non-seulement de l'augmentation de capacité du ballon de verre, mais encore de la compressibilité de l'eau ; j'ai négligé entièrement cette dernière, et j'ai attribué toute la variation observée au changement de volume du ballon.

Pour étudier l'augmentation de capacité du ballon sous des pressions plus considérables, j'ai fait souder à un ballon en cristal, semblable à celui des expériences de la page 105, un tube capillaire d'un assez fort calibre. Ce ballon a été rempli entièrement d'eau et mis en communication à la fois avec la pompe à compression et avec un petit manomètre à air. J'ai trouvé ainsi les nombres suivants :

Sous une augmentation de pression de	La capacité a changé de	Sous une augmentation de pression de 1 m.
$0^m,715$	0,0000740	0,0001035
1 ,814	0,0001940	0,0001069
3 ,035	0,0003288	0,0001083
4 ,178	0,0004538	0,0001086

Nous admettrons 0,000108 pour une augmentation de pression de 1^m de mercure.

Pour avoir l'augmentation de volume du ballon, il faut retrancher de la compressibilité apparente, la quantité dont l'eau se comprime sous une pression de 1^m de mercure. Nous trouverons dans un des Mémoires suivants que cette quantité

14.

est d'environ 0,000063; si on la retranche de la compressibilité apparente 0,000108, il reste 0,000045 pour la fraction dont la capacité du ballon s'accroît sous une augmentation de pression intérieure exprimée par une colonne de mercure de 1 mètre de hauteur.

Ainsi, pour faire la correction dans nos expériences, il suffira d'ajouter au coefficient kT de la dilatation du ballon par la chaleur, la dilatation produite par l'augmentation de pression, et qui est $0{,}000045.\frac{H' + h' - H - h}{1000}$.

Dans les expériences précédentes, on a déterminé le changement de capacité du ballon produit par une augmentation de pression, à la température ordinaire; mais c'est réellement à la température de 100° que nous avons besoin de la connaître, pour en tenir compte dans nos expériences sur la dilatation des gaz, et l'on peut objecter qu'à 100° ce changement ne serait pas le même. Mais on remarquera qu'il s'agit ici d'une correction très-petite, qui peut même être négligée, puisqu'elle change à peine la quatrième décimale du coefficient de dilatation. Ainsi l'on peut, sans inconvénient, admettre que la compressibilité du verre est la même à 100° qu'à la température ordinaire.

La formule, d'après laquelle les expériences ont été calculées, est la suivante :

$$1 + \alpha T = \frac{(H' + h')\left(1 + kT + 0{,}000045\,\frac{H' + h' - H - h}{1000}\right)}{H + h + \frac{v}{V}\,\frac{1}{1 + \alpha t}(H + h) - \frac{v'}{V}\,\frac{1}{1 + \alpha t'}(H' + h')}.$$

Le tableau suivant renferme les résultats obtenus avec les deux appareils.

TABLEAU DES EXPÉRIENCES FAITES SUR L'AIR
SOUS DES PRESSIONS PLUS FORTES QUE LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE.

H	t	h	$\frac{v}{V}$	$H+h$	H'	T'	t'	h'	$H'+h'$	$\frac{v'}{V}$	$1+100\alpha$	MOYENNE.
mm.		mm.		mm.	mm.			mm.	mm.			
755,31	12°,4	923,13	0,00369	1678,44	755,23	99°,82	15°,0	1530,60	2285,83	0,00360	1,36734	
755,46	12°,5	922,90	0,00367	1678,36	755,45	99°,83	16°,1	1530,89	2286,34	0,00371	1,36786	1,36760
756,67	12°,8	935,87	0,00380	1692,54	756,61	99°,87	15°,6	1549,10	2305,71	0,00380	1,36777	
756,67	12°,8	935,87	0,00380	1692,54	756,84	99°,88	15°,5	1549,64	2306,48	0,00371	1,36803	
756.89	13°,6	935,50	0,00380	1692,39	757,09	99°,89	15°,4	1549,30	2306,39	0,00380	1,36824	
756,98	13°,2	935,65	0,00383	1692,63	757,13	99°,89	15°,7	1549,21	2306,34	0,00380	1,36795	1,36800
759,21	15°,4	1385,04	0,00372	2144,25	759,21	99°,97	17°,3	2164,61	2923,82	0,00380	1,36880	
759,23	15°,1	1384,87	0,00372	2144,10	759,17	99°,97	17°,7	2165,09	2924,26	0,00380	1,36907	1,36894
						Appareil n° 2.						
748,26	9°,2	2907,39	0,00183	3655,65	748,62	99°,57	9°,8	4242,03	4990,65	0,00184	1,37068	
748,13	9°,2	2907,37	0,00184	3655,50	748,65	99°,57	9°,7	4243,58	4992,23	0,00184	1,37116	
748,30	9°,2	2907,27	0,00183	3655,57	748,70	99°,58	9°,8	4243,50	4992,20	0,00164	1,37074	
748,42	9°,3	2907,09	0,00185	3655,51	748,76	99°,58	9°,8	4244,52	4993,28	0,00165	1,37104	1,37091

Ce tableau montre que *le coefficient de dilatation de l'air sec augmente d'une manière très-marquée avec la pression*, et vient confirmer, par conséquent, le résultat déjà obtenu, page 99, dans les expériences qui ont été faites sous des pressions plus faibles que la pression atmosphérique.

En résumé, nous avons trouvé les nombres suivants pour la valeur du coefficient de dilatation de l'air sous les différentes pressions :

PRESSION à 0°.	PRESSION à 100°.	DENSITÉ de l'air à 0°, en posant = 1 celle de l'air à 0° sous la pression de 760mm.	$1+100\alpha$.
mm. 109,72	mm 149,31	0,1444	1,36482
174,36	237,17	0,2294	1,36513
266,06	395,07	0,3501	1,36542
374,67	510,35	0,4930	1,36587
375,23	510,97	0,4937	1,36572
760,00	......	1,0000	1,36650
1678,40	2286,09	2,2084	1,36760
1692,53	2306,23	2,2270	1,36800
2144,18	2924,04	2,8213	1,36894
3655,56	4992,09	4,8100	1,37091

La troisième colonne du tableau renferme les densités du gaz à la température de la glace fondante ; on voit que ces densités ont varié depuis 0,1444 jusqu'à 4,8100, c'est-à-dire depuis 1 jusqu'à 33,3, et pour une variation aussi considérable dans la densité, le coefficient de dilatation du gaz n'a changé que de 0,3648 à 0,3709.

Les expériences précédentes montrent, par conséquent, que la loi admise par les physiciens, savoir, que l'air se dilate de la même fraction de son volume à 0°, quelle que soit d'ailleurs sa densité, n'est pas exacte; *l'air se dilate, entre les mêmes limites de température, de quantités qui sont d'autant plus considérables que la densité du gaz est plus grande, ou, en d'autres termes, que ses molécules sont plus rapprochées.*

Des expériences semblables ont été faites sur le gaz acide

carbonique au moyen des deux appareils que je viens de décrire : elles ont donné les résultats suivants :

	APPAREIL No I.		APPAREIL No II.	
H	759,94 mm	760,03 mm	757,69 mm	757,79 mm
t	14°,5	13°,9	11°,3	11°,2
h	982,75	982,74	2831,37	2831,19
$\frac{v}{V}$	0,00361	0,00362	0,00190	0,00190
$H+h$	1742,69 mm	1742,77 mm	3589,06 mm	3588,98 mm
H'	759,86	759,83	758,11	758,41
T'	100°,0	99°,99	99°,93	97°,94
t'	15°,8	15°,6	11°,3	11°,4
h'	1627,81	1627,95	4200,50	4201,05
$H'+h'$	2387,67	2387,78	4958,61	4959,46
$\frac{v'}{V}$	0,00366	0,00367	0,0019	0,00190
$1+100\alpha$	1,37520	1,37525	1,38586	1,38609

J'ai fait également une expérience pour déterminer la dilatation de l'acide carbonique à une pression un peu plus forte seulement que la pression de l'atmosphère. Cette expérience a été faite au moyen de l'appareil du procédé n° IV. Le ballon étant enveloppé de glace et le tube latéral se trouvant en communication avec l'appareil de dégagement du gaz acide carbonique, on a fait couler le mercure en ouvrant le robinet, de manière à laisser le tube FH se remplir entièrement de gaz. On a ensuite fermé à la lampe le tube p. On a versé du mercure dans le tube JI de manière à amener le niveau en α dans le tube FH. On observait alors une différence de niveau h entre les deux ménisques. On enlevait la glace et l'on

portait le ballon à la température de l'ébullition de l'eau, comme dans les expériences ordinaires. On a eu ainsi :

$$H = 766^{mm},32 \qquad H' = 766^{mm},14$$
$$t = 6^{\circ},4 \qquad T' = 100^{\circ},23$$
$$h = 134^{mm},77 \qquad t' = 6^{\circ},4$$
$$h = 464^{mm},23$$

$$\frac{v'}{V} = 0{,}00336,$$

$$1 + 100\,\alpha = 1{,}36943.$$

En réunissant les résultats des expériences qui ont été faites sur le gaz acide carbonique par les méthodes fondées sur les volumes constants, on obtient le tableau suivant :

PRESSION à 0°.	PRESSION à 100°.	DENSITÉ du gaz à 0°.	$1+100\alpha$
758,47 mm	1034,54 mm	1,0000	1,36856
901,09	1230,37	1,1879	1,36943
1742,73	2387,72	2,2976	1,37523
3589,07	4759,03	4,7318	1,38598

On voit que la dilatation du gaz acide carbonique va en augmentant beaucoup plus rapidement avec la pression, que celle de l'air atmosphérique.

Expériences sur la dilatation des gaz sous différentes pressions, exécutées par la méthode des pressions constantes.

Pour faire servir l'appareil du procédé V à la mesure de la

dilatation de l'air sous de fortes pressions, il suffit de remplacer le tube latéral *op* de la *fig.* 7 par le tube recourbé *abcd* de la *fig.* 17 et de comprimer de l'air sec dans le ballon, pendant que l'on verse du mercure dans le tube JI. Lorsque la pression convenable est établie dans le ballon, on fond le mastic du tube *abcd* pour fermer hermétiquement l'appareil; on enveloppe le ballon de glace fondante, et l'on ajuste le ménisque au point de repère α, en se servant d'un premier cathétomètre. On relève avec un second cathétomètre le ménisque du tube JI. On suit d'ailleurs exactement dans ces mesures les précautions indiquées page 102.

La glace étant ôtée, on porte l'eau du vase à l'ébullition, et l'on fait couler du mercure, de manière à amener le niveau en β. On mesure la hauteur de la colonne soulevée, elle est très-peu différente de celle qui avait lieu dans la première période de l'expérience.

H et H′ représentant les hauteurs barométriques au moment des observations dans la glace fondante et dans l'eau bouillante, h et h' les différences de niveau des ménisques dans les tubes de l'appareil, on a évidemment la relation :

$$\left(V\frac{1+kT}{1+\alpha T}+v'\frac{1}{1+\alpha t'}\right)(H'+h')=\left(V+v\frac{1}{1+\alpha t}\right)(H+h),$$

d'où

$$1+\alpha T=\frac{(H'+h')(1+kT)}{(H+h)+\frac{v}{V}\frac{H+h}{1+\alpha t}-\frac{v'}{V}\frac{H'+h'}{1+\alpha t'}}.$$

La quantité α entre dans le dénominateur du second membre; mais comme elle n'y exerce que peu d'influence, on emploie la méthode des approximations successives; c'est-à-dire que l'on met une valeur approchée pour α dans le se-

cond membre ; on en tire une valeur pour α dans le premier membre, qui est ensuite substituée dans le second membre, et donne la valeur définitive de $1+\alpha T$.

J'ai obtenu les résultats suivants sur l'air atmosphérique

	I.	II.	III.	IV.
Dans la glace fondante :				
H......	754,22	754,67	757,74	757,04
t......	18,61	18,57	16,86	17,04
h......	1770,40	1773,76	1865,75	1863,36
v.....	29,72	20,17	23,28	30,80
$H+h$..	2524,62	2528,23	2623,49	2620,40
Dans l'eau bouillante :				
H'.....	754,37	754,53	757,65	756,83
T'.....	99,80	99,80	99,91	99,89
t'.....	19,38	19,08	18,03	17,94
h'.....	1763,34	1761,90	1855,05	1858,88
$H'+h'$..	2517,71	2516,43	2612,70	2615,71
v'.....	1727,68	1731,00	1720,70	1718,77

On déduit des deux premières expériences :

I.... $1+100\alpha =$ 1,36924
II.............. 1,36963

Moyenne 1,36944

et des deux dernières :

I.... $1+100\alpha =$ 1,36941
II.............. 1,36987

Moyenne ... 1,36964

Ainsi nous trouvons pour le coefficient de dilatation de

l'air atmosphérique, par la méthode des pressions constantes, lorsque le gaz est

sous la pression de	760^{mm}	$1+100\alpha=$	1,36706
	2525	»	1,36944
	2620	»	1,36964

Ce coefficient augmente donc rapidement avec la pression.

Trois expériences sur le gaz hydrogène ont donné les nombres suivants :

	I.	II.	III.
Dans la glace fondante :			
H.......	747,58	748,40	750,40
t........	18,31	17,44	16,47
h........	1798,05	1792,11	1795,07
v........	25,69	37,72	26,46
$H+h$....	2545,63	2540,51	2525,47
Dans l'eau bouillante :			
H'.......	747,62	747,91	749,92
T'........	99,54	99,55	99,62
t'........	19,00	18,33	16,44
h'	1782,96	1786,16	1770,39
$H'+h'$....	2530,58	2534,07	2520,31
v'	1728,00	1716,39	1740,27

On déduit de là :

I.... $1+100\alpha=$	1,36615
II..............	1,36628
III.............	1,36605
Moyenne.....	1,36616

Ainsi nous avons trouvé par la méthode des pressions

constantes pour le coefficient de dilatation du gaz hydrogène entre 0° et 100°,

Sous la pression de	760mm.......	0,36613
de	2545.........	0,36616

Le coefficient de dilatation de ce gaz ne change donc pas sensiblement avec la pression, au moins entre les limites de 1 à 4 atmosphères ; et comme celui de l'air atmosphérique augmente notablement avec la pression entre les mêmes limites, on en peut conclure avec certitude qu'à des pressions plus fortes que celle de l'atmosphère, le gaz hydrogène a un coefficient de dilatation plus faible que celui de l'air.

L'acide carbonique a donné les résultats suivants :

	I.	II.
Dans la glace fondante :		
H......	747,43	750,38
t.......	18,67	16,34
h.......	1777,08	1772,07
v.......	30,63	35,15
$H+h$...	2524,51	2522,45
Dans l'eau bouillante :		
H'......	747,17	750,76
T'......	99,52	99,65
t'......	18,55	17,03
h'......	1786,54	1769,75
$H'+h'$..	2533,71	2520,51
v'......	1736,40	1761,36

d'où :

I.... $1+100\alpha =$	1,38467
II.	1,38443
Moyenne....	1,38455

Ainsi le gaz acide carbonique a pour coefficient de dilatation entre 0 et 100°, sous pression constante,

à 760^{mm}....... 0,37099
2520....... 0,38455

Ce coefficient augmente donc très-rapidement avec la pression.

L'acide sulfureux présente aussi une dilatation très-rapidement croissante avec sa densité; on peut en juger par l'expérience suivante qui a été faite en remplissant de gaz acide sulfureux, le ballon refroidi par de la glace et le tube de dilatation FH jusqu'en G, *fig.* 10. Le tube *op* a été ensuite fermé à la lampe, puis on a refoulé dans le ballon le gaz qui remplissait le tube FH, en versant du mercure dans le tube JI.

L'expérience se faisait d'ailleurs comme il a été dit p. 58; on a eu :

$H = 761{,}33$	$H' = 761{,}08$
$t = 18°83$	$T' = 100°04$
$h = 221{,}40$	$t' = 19°10$
$v = 25{,}36^{gr}$	$h = 226{,}56^{mm}$
$H + h = 982{,}73^{mm}$	$H' + h' = 987{,}64^{mm}$
	$v' = 1780{,}44^{gr}$

$$1 + 100\,\alpha = 1{,}39804.$$

Ainsi, pour un changement de pression aussi faible que celui de 760^{mm} à 980^{mm}, le coefficient de dilatation de l'acide sulfureux a changé de 0,3902 à 0,3980, et le gaz sous la pression de 980^{mm} n'est pas encore très-près à 0° de son point de liquéfaction.

Il est probable d'après cela, que la plupart des vapeurs ont des coefficients de dilatation très-différents de celui de

l'air, lorsqu'on s'approche de leur point de liquéfaction, par conséquent, dans les circonstances où nous les mettons ordinairement dans nos expériences, pour déterminer leurs densités.

La différence qui existe entre les dilatations de l'air atmosphérique et celles du gaz acide carbonique, est beaucoup plus considérable dans les expériences où la pression est la même à 0° et à 100°, que dans celles où les dilatations sont calculées d'après les changements de force élastique.

On voit en même temps que plus la pression, sous laquelle on examine les gaz, est considérable, plus on trouve de différence entre leurs coefficients de dilatation. L'hydrogène et l'air atmosphérique, qui ont sensiblement la même dilatation sous la pression barométrique ordinaire, présentent des différences très-notables, quand ils sont soumis à des pressions trois ou quatre fois plus fortes.

CONCLUSIONS.

Les conclusions générales de ce mémoire sont les suivantes :

1° Le coefficient de dilatation de l'air 0,375 admis jusqu'ici par les physiciens, d'après les expériences de M. Gay-Lussac, est beaucoup trop fort pour l'air sec sous la pression ordinaire de l'atmosphère.

Le nombre 0,3645, qui est la moyenne des expériences publiées par M. Rudberg, est notablement trop faible.

Lorsque le coefficient de dilatation de l'air est déduit, au moyen du calcul, des changements de force élastique que subit un même volume de gaz porté de 0° à 100°, on trouve que sa valeur est de 0,3665.

Mais lorsqu'on déduit ce coefficient des changements de volume que subit une même masse de gaz portée de 0° à 100°, sa force élastique restant constante, on trouve une valeur un peu plus forte, savoir 0,3670.

2° Les coefficients de dilatation des différents gaz ne sont pas égaux, comme on l'a admis jusqu'ici, ils présentent au contraire des différences notables, ainsi qu'on peut le reconnaître par les nombres cités page 91.

On obtient souvent, avec le même gaz, des valeurs très-différentes pour son coefficient de dilatation, suivant qu'on déduit celui-ci de l'observation immédiate du changement de volume que subit une même masse de gaz, dont on a fait varier la température de 0° à 100°, sa force élastique restant

constante ; ou suivant que l'on calcule ce coefficient d'après la variation de la force élastique du gaz, lorsqu'on porte sa température de 0° à 100°, son volume restant constant.

3° L'air et tous les autres gaz, à l'exception du gaz hydrogène, ont des coefficients de dilatation d'autant plus considérables, que leur densité est plus grande.

4° Les coefficients de dilatation des différents gaz s'approchent d'autant plus de l'égalité, que leurs pressions sont plus faibles : de sorte que la loi qui consiste à dire que *tous les gaz ont le même coefficient de dilatation*, peut être considérée comme une *loi limite* qui s'applique aux gaz dans un état de dilatation extrême ; mais qui s'éloigne d'autant plus de la réalité que les gaz sont plus comprimés, en d'autres termes, que leurs molécules sont plus rapprochées.

DEUXIÈME MÉMOIRE

SUR LA DÉTERMINATION DE LA DENSITÉ DES GAZ.

La nécessité de déterminer avec précision la densité de la vapeur d'eau dans les diverses circonstances de température et de pression, m'a conduit à étudier les procédés que l'on emploie pour déterminer les densités des fluides élastiques. Je donne dans le présent mémoire les résultats de mes recherches.

La méthode que l'on emploie ordinairement pour déterminer la densité des gaz, consiste à peser un ballon en verre d'une grande capacité :

1° Quand ce ballon renferme de l'air parfaitement sec, à une température connue t et sous la pression H de l'atmosphère;

2° Après y avoir fait le vide avec la machine pneumatique et avoir amené l'air intérieur à n'exercer qu'une pression très-faible h, à une température t que je supposerai, pour plus de simplicité, égale à celle qui avait lieu lors de la première détermination;

3° Après avoir rempli le ballon du gaz parfaitement pur sous la pression H' de l'atmosphère et à la température t';

4° Enfin, après avoir fait de nouveau le vide dans le ballon,

le gaz n'exerçant plus qu'une pression très-faible h', à la température t'.

Soient P, p, P', p' les poids obtenus dans ces quatre pesées.

Le poids de l'air qui remplit le ballon à la température t et sous la pression $H - h$, est $P - p$.

Par suite, le poids de l'air qui remplirait le ballon à o degré et sous la pression de 760 millimètres serait

$$(P - p)\frac{760}{H - h}\cdot\frac{1 + \alpha t}{1 + kt},$$

α étant le coefficient de dilatation de l'air et k celui du verre. Le poids du gaz est $P' - p'$, sous la pression $H' - h'$ et à la température t. Le poids du même gaz qui remplit le ballon à o degré, et sous la pression de 760 millimètres, sera

$$(P' - p')\frac{760}{H' - h'}\cdot\frac{1 + \alpha t'}{1 + kt'},$$

en admettant que le coefficient de dilatation du gaz est le même que celui de l'air.

La densité du gaz est représentée par le rapport de ces deux poids

$$\frac{P' - p'}{P - p}\cdot\frac{H - h}{H' - h'}\cdot\frac{1 + kt}{1 + kt'}\cdot\frac{1 + \alpha t'}{1 + \alpha t}.$$

Cette méthode exige la connaissance exacte de plusieurs éléments dont la détermination présente, en général, de grandes incertitudes.

On a besoin de connaître très-exactement les températures t et t' que présentent l'air et le gaz au moment où l'on ferme le ballon. On se contente ordinairement d'observer un thermomètre placé dans le voisinage du ballon ; ce moyen

est très-défectueux : le thermomètre est influencé par des circonstances étrangères, et la température qu'il indique peut être notablement différente de celle des couches d'air dans lesquelles il se trouve plongé, et, à plus forte raison, de celle du gaz qui remplit le ballon.

MM. Dumas et Boussingault, qui se sont occupés dans ces derniers temps (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome III, page 270), avec beaucoup de succès, de la détermination de la densité de quelques gaz, placent le thermomètre destiné à indiquer la température du gaz, au centre même du ballon, et pour plus de sûreté, ils rendent cette température très-peu variable, en plaçant le ballon dans une enceinte ou cave artificielle formée par un grand vase cylindrique en zinc à double paroi. L'espace annulaire que laissent entre elles les deux parois est rempli d'eau à une température peu différente de celle de l'air ambiant. Avec cette disposition, on peut admettre que la température du gaz est connue avec une exactitude suffisante.

Mais les plus grandes incertitudes consistent dans les pesées du ballon ; car il faut peser ce ballon dans l'air, et, pour avoir son véritable poids, il faut ajouter à son poids apparent le poids de l'air qui se trouve déplacé par son enveloppe extérieure. Or, ce dernier poids est, dans certains cas, plus considérable que celui du gaz qui remplit le ballon, de sorte qu'il a besoin d'être connu au moins avec une précision égale. Nous sommes maîtres jusqu'à un certain point du gaz que nous faisons entrer dans le ballon, nous pouvons le préparer de manière à être sûrs de sa pureté ; mais il n'en est pas de même de l'air atmosphérique extérieur, nous sommes obligés de le prendre tel qu'il est. Dans une chambre

fermée, l'air peut changer de composition d'une manière très-sensible, sa température et la quantité d'humidité qu'il renferme, varient incessamment. MM. Dumas et Boussingault ont pensé éviter complétement les erreurs qui proviennent de cette circonstance, en plaçant au-dessous de leur balance une large armoire doublée en plomb, dans laquelle flotte le ballon suspendu au crochet d'un des plateaux de la balance. Un thermomètre très-sensible est disposé dans cette armoire et donne la température de l'air. Cette disposition est certainement bien préférable à celle que l'on emploie ordinairement et qui consiste à laisser le ballon flotter librement dans l'air de la chambre : le ballon suspendu dans l'armoire est préservé des courants d'air qui rendent les pesées très-incertaines, et la température de l'air dans lequel il se trouve baigné ne change que très-lentement ; mais elle ne fait pas disparaître les causes d'erreur qui tiennent aux variations de composition de l'air, et celles-ci ne sont nullement négligeables, surtout quand on opère sur des gaz très-légers, par exemple sur l'hydrogène.

A la même époque à laquelle MM. Dumas et Boussingault faisaient leurs pesées de gaz, je m'occupais, de mon côté, de la détermination des densités de la vapeur d'eau sous les différentes pressions, et notamment sous des pressions très-faibles. Je fus frappé des incertitudes que présentent les méthodes ordinaires de peser les gaz, principalement par rapport à la variation de la densité de l'air ambiant, qui me semblait avoir trop peu préoccupé les physiciens, et je fus conduit à une méthode qui présente un degré de certitude et de précision que n'offrent pas celles qui ont été employées jusqu'ici.

J'évite complétement, et par un artifice très-simple, les incertitudes qui proviennent des changements dans l'air au milieu duquel on pèse le ballon. Au lieu d'équilibrer le ballon accroché sous l'un des plateaux, au moyen de poids placés sur le second plateau, je l'équilibre au moyen d'un second ballon hermétiquement fermé et qui présente le même volume extérieur que le premier ballon. On accroche ce second ballon sous le second plateau de la balance, de façon à ce qu'il flotte dans la même couche d'air que le premier. Les deux ballons déplacent exactement le même volume d'air; toutes les variations qui surviennent dans l'air affectent exactement de la même manière les deux ballons, qu'elles proviennent de changements de température, ou de pressions barométriques, ou des variations dans la composition de l'air. On n'a plus à se préoccuper, au moment des pesées, des observations du thermomètre, du baromètre, de l'hygromètre; il suffit d'attendre que les deux ballons se soient mis en équilibre de température, et une fois que l'équilibre est établi, il persiste indéfiniment. On a, par conséquent, un caractère bien certain pour reconnaître le moment où l'on doit inscrire la pesée.

Cette méthode présente encore un autre avantage : le verre est une substance très-hygrométrique, la quantité d'eau qu'il condense à sa surface varie avec l'état d'humidité de l'air; cette quantité doit, par conséquent, varier dans les différentes pesées et apporter une nouvelle cause d'erreur. Cette cause d'erreur est complétement évitée dans ma manière d'opérer : les deux ballons étant formés par le même verre, on peut admettre qu'ils condensent des quantités sensiblement égales d'humidité, quand ils sont plongés dans le même

air; il suffira donc d'essuyer les ballons au même moment et de les abandonner, pendant un temps suffisamment long, suspendus aux crochets de la balance, pour qu'ils se mettent exactement en équilibre de température et d'humidité. On reconnaît, d'ailleurs, que ce moment est arrivé, par la constance des indications de la balance.

Les ballons ont une capacité de 10 litres environ. Le ballon qui doit renfermer le gaz porte une monture à robinet; cette monture est adaptée sur le col du ballon d'une manière particulière, qui permet de maintenir sans inconvénient le ballon et même le robinet dans la vapeur de l'eau bouillante. Cette monture se compose de deux pièces *abcd*, *efgh*, *fig.* 23, *Pl. I*, que l'on serre l'une contre l'autre au moyen de vis et qui comprennent entre elles une gorge *oo*. On enveloppe le col AB du ballon avec un bourrelet de chanvre fortement imprégné d'un mastic gras formé de parties égales de minium et de céruse, que l'on a broyés avec de l'huile de lin, de manière à en former une pâte dure. En serrant les deux parties de la monture au moyen des vis, on comprime le bourrelet dans la gorge, et l'excès de mastic sort entre les deux surfaces rapprochées. Pour que le mastic ne puisse pas pénétrer dans l'intérieur du ballon, on a rodé exactement le plan supérieur de l'ouverture du col sur la surface intérieure *mn* du robinet.

Ce mastic durcit très-promptement, surtout si l'on chauffe le ballon à plusieurs reprises dans la vapeur de l'eau bouillante; une partie de l'huile de lin est exprimée, le mastic devient dur comme la pierre, et ferme indéfiniment d'une manière parfaitement hermétique, non-seulement à froid, mais encore à des températures élevées, sans que des varia-

tions brusques de température occasionnent des fissures.

Lorsque le ballon est monté, je détermine exactement le volume de l'air déplacé par sa surface extérieure. A cet effet, je le remplis complétement d'eau, et je le pèse plongé dans de l'eau ayant exactement la même température que celle qui remplit le ballon. Le poids apparent du ballon dans l'eau est assez peu considérable, pour qu'il puisse être déterminé en attachant le ballon sous le plateau d'une balance de Fortin. Je retire le ballon de l'eau dans laquelle il se trouvait plongé, je l'essuie extérieurement, et je le pèse rempli d'eau sur une autre balance qui permet de déterminer son poids à 1 décigramme près. La différence entre ces deux pesées donne le poids de l'eau déplacée par la surface extérieure du ballon.

Je choisis maintenant un second ballon fabriqué avec le même verre et ayant à très-peu près la même capacité; je détermine de la même manière le poids de l'eau que déplace son volume extérieur, en le pesant dans de l'eau ayant exactement la même température que celle dans laquelle on a pesé le premier ballon. Je supposerai que le volume intérieur de ce second ballon soit un peu plus faible que celui du premier garni de sa monture; j'adapte sur le col de ce second ballon, avec du mastic ordinaire à la résine, une monture métallique composée d'un manchon en laiton, terminé par un crochet qui sert à attacher le ballon sous le plateau de la balance. Le poids de l'eau déplacée par cette monture, ajouté au poids que nous avons trouvé précédemment pour l'eau déplacée par le volume extérieur du ballon, sera, je suppose, encore plus faible de n grammes que le poids de l'eau déplacée par le premier ballon; il suffit alors d'accrocher au

second ballon un petit tube de verre fermé par les deux bouts, et qui déplace précisément n centimètres cubes d'eau.

Avant de fermer hermétiquement le second ballon avec sa monture, j'y introduis une certaine quantité de mercure qui est telle que, lorsque les deux ballons pleins d'air se trouvent accrochés sous la balance, il faut ajouter environ 10 grammes du côté du ballon à robinet pour faire l'équilibre.

Les deux ballons que j'ai ainsi disposés ont été soumis à plusieurs épreuves, pour s'assurer qu'ils satisfaisaient aux conditions requises; ils sont restés suspendus pendant quinze jours sous les plateaux de la balance, et l'équilibre a rigoureusement persisté pendant tout ce temps, bien que la température de l'air ait changé dans cet intervalle de 0 degré à 17 degrés, et la pression barométrique de 741 millimètres à 771 millimètres.

Voici maintenant la manière générale d'opérer. Le vide étant fait dans le ballon aussi complétement que possible, on le met en communication avec l'appareil qui produit le gaz dont on cherche à déterminer la densité, et l'on ouvre le robinet de telle façon que le gaz conserve dans l'appareil un léger excès de pression. Lorsque le ballon est rempli de gaz, on le met de nouveau en communication avec la machine pneumatique, on fait un vide très-parfait, puis on le remplit une seconde fois de gaz. Afin d'éviter toute correction sur la température, correction qui exige la connaissance du coefficient de dilatation du gaz et celle de la dilatation du ballon, on dispose le ballon dans un vase en zinc, *fig.* 22, dans lequel on l'enveloppe complétement de glace fondante. Avant de fermer le ballon, on le met en communication immédiate avec l'atmosphère, afin que le

gaz se mette en équilibre avec la pression extérieure.

Le ballon sorti de la glace est lavé soigneusement et essuyé; on le suspend au crochet de la balance. Il faut un temps assez long, souvent plus de deux heures, pour que le ballon prenne exactement la température de l'air ambiant, et pour que sa surface se couvre de la quantité normale d'humidité.

Les pesées ont été faites avec une excellente balance construite par M. Deleuil, et appartenant à M. Paul Thenard; elle permet d'apprécier avec certitude un demi-milligramme lorsque la balance est chargée de 1 kilogramme sur chaque plateau. Cette balance est disposée sur une grande armoire construite sur le modèle de celle de MM. Dumas et Boussingault. Dans ma manière d'opérer, une balance ordinaire de Fortin servirait également bien, pourvu que l'on préservât les ballons des courants d'air au moyen de quelques feuilles de carton. A la fin de la pesée, l'observateur n'approche plus de la balance; il observe les oscillations du fléau de loin avec une lunette.

MM. Dumas et Boussingault ont signalé, dans leur Mémoire, page 274, une circonstance qui peut souvent faire commettre des erreurs dans les pesées. En essuyant le ballon avec un linge sec, on l'électrise d'une manière très-marquée. J'ai été frappé du temps extrêmement long que l'électricité emploie pour se dissiper; ainsi le ballon, frotté avec un linge sec, pesait, dans les premiers moments, $\frac{3}{4}$ de gramme de plus que son poids véritable; au bout d'une heure il présentait encore une surcharge de $0^{gr},15$; après cinq heures il était encore trop lourd de plus de 1 centigramme. L'influence de cette électricité est surtout considérable lorsque les parois de

l'armoire sont recouvertes de métal et que le ballon est peu éloigné du plancher.

L'électricité disparaît entièrement en frottant le ballon avec un linge mouillé. Dans toutes mes expériences j'avais soin d'essuyer les ballons avec une serviette légèrement mouillée avec de l'eau distillée, et, avant de les accrocher à la balance, je m'assurais, sur un électroscope à feuille d'or, qu'ils ne présentaient pas trace d'électricité.

On laissait souvent les ballons accrochés à la balance jusqu'au lendemain matin, pour s'assurer que le poids restait rigoureusement constant.

La pression barométrique, ainsi que la force élastique du gaz qui reste dans le ballon après qu'on y a fait le vide, étaient mesurées au moyen d'un appareil particulier que, pour simplifier la description, j'appellerai *manomètre barométrique*. Cet appareil peut être construit facilement, et à peu de frais, par chaque physicien, et il présente une exactitude bien plus grande que celle que l'on obtient avec les baromètres des plus grandes dimensions. Il consiste en deux tubes AB et CD attachés sur une planche, *fig.* 21, qui est fixée elle-même d'une manière invariable contre un mur vertical.

Le tube AB est un baromètre de 20 millimètres de diamètre intérieur. On a fait bouillir le mercure avec le plus grand soin dans le tube, puis on a retourné le tube dans une cuvette remplie de mercure sec. La cuvette est une caisse rectangulaire en fonte à deux compartiments; le plus petit de ces compartiments sert de cuvette au baromètre. Dans le second compartiment plonge le tube CD qui a le même diamètre que le tube AB, et qui peut, au moyen d'un tube en plomb, être mis en communication avec les appareils dans

lesquels on doit mesurer des forces élastiques plus faibles que celles de l'atmosphère. Un robinet R, placé sur ce compartiment, permet de faire baisser à volonté le niveau du mercure.

Lorsqu'on veut déterminer la pression de l'atmosphère au moyen de cet appareil, on verse du mercure dans la cuvette, de manière à faire passer le niveau au-dessus de la cloison *mn*, puis on descend une vis à deux pointes noircies V, jusqu'à ce que la pointe inférieure affleure exactement à la surface du mercure. On mesure, avec le cathétomètre, la différence de hauteur entre le niveau du mercure dans le baromètre et la pointe supérieure de la vis, et l'on ajoute à cette mesure la hauteur de la vis entre ses deux pointes.

Après la pesée du ballon plein de gaz, on y fait le vide. Pour cela, on enveloppe de nouveau le ballon de glace dans le vase, *fig.* 22, et on le met en communication au moyen d'un tube à trois branches, d'un côté avec la machine pneumatique, et de l'autre avec le tube CD du manomètre barométrique. On fait le vide, puis on sépare la machine pneumatique. Au bout de quelque temps on mesure, avec le cathétomètre, la différence de niveau des deux colonnes de mercure dans les tubes AB et CD. La force élastique du gaz est mesurée par cette différence de hauteur.

La cloison *mn*, qui divise la cuvette en deux compartiments, est nécessaire à la conservation du baromètre; j'ai reconnu, en effet, que lorsque l'on fait osciller la colonne barométrique fréquemment, et dans de grandes amplitudes, il ne tarde pas à s'introduire de très-petites quantités d'air dans le vide supérieur, et l'instrument se trouve vicié d'une manière sensible au bout de quelque temps. La présence de

la cloison permet de séparer les deux compartiments pendant que l'on fait le vide, et au moment où on laisse rentrer l'air.

Le ballon vide est pesé avec les précautions que j'ai indiquées. La différence $P - p$ entre les poids obtenus dans les deux pesées, représente le poids du gaz qui remplit à o degré le ballon, sous une pression égale à la pression barométrique H observée au moment où l'on a fermé le robinet, diminuée de la force élastique h du gaz qui est resté dans le ballon après qu'on y a fait le vide. Le poids du gaz à o degré, et sous la pression normale de 760 millimètres, est donc

$$(P - p)\frac{760}{H - h}.$$

Pour obtenir une nouvelle pesée du même gaz, on met le ballon vide et enveloppé de glace fondante en communication avec l'appareil qui produit le gaz, et l'on recommence la série d'opérations qui a été indiquée. Le gaz devient ainsi plus pur à chaque opération. J'ai reconnu que ce n'est qu'à partir du quatrième remplissage que le gaz présente rigoureusement le même poids. On commençait ordinairement les pesées après le troisième remplissage.

Il est convenable de s'assurer si le gaz, sur lequel on opère, suit la loi de Mariotte dans les pressions plus faibles que celles de l'atmosphère : cette vérification est tout à fait nécessaire, si l'on veut faire servir la densité du gaz à la détermination des poids atomiques. Car la loi des volumes des gaz et les rapports simples qui existent entre leurs densités et les poids atomiques n'existent en toute rigueur qu'*à la limite*, c'est-à-dire pour l'état d'extrême dilatation ; il faut, par conséquent,

s'assurer si l'anomalie dans ces lois ne commence pas déjà à se faire sentir vers la pression de l'atmosphère.

On obtient cette vérification de la manière suivante : après la pesée du ballon rempli de gaz à 0 degré et sous la pression de l'atmosphère, on place le ballon dans la glace, et on le met en communication avec la machine pneumatique et avec le tube CD du manomètre barométrique; on fait un vide partiel, puis on sépare la machine. Au bout d'une heure, on mesure la différence de niveau des deux colonnes qui donne la force élastique du gaz resté dans l'appareil. On ferme le robinet et on pèse le ballon.

On détermine ainsi successivement, et avec une très-grande exactitude, le poids du gaz qui remplit le ballon sous des pressions de plus en plus faibles, et à la même température de 0 degré; on peut, par conséquent, s'assurer si les nombres obtenus dans ces pesées satisfont à la loi de Mariotte. Ce procédé est beaucoup plus exact que celui qui est fondé sur la mesure des volumes; il permet d'opérer sur le gaz maintenu rigoureusement à la même température.

On trouvera plus loin des exemples de cette vérification sur l'air et sur le gaz acide carbonique.

Enfin, au moyen du ballon disposé comme je l'ai indiqué plus haut, on peut déterminer le poids du gaz qui remplit le ballon à la température de 100 degrés sous la pression de l'atmosphère, et par suite déterminer la densité d'un gaz par rapport à l'air pour la température de 100 degrés. Il faudra que cette nouvelle densité soit exactement la même que celle qui a été déduite de la pesée des gaz à 0 degré, pour que la densité du gaz puisse servir dans le calcul des poids atomiques; car il est nécessaire pour cela, que le gaz présente la

même dilatation que l'air. Dans tous les cas, le poids du gaz qui remplit le ballon à 100 degrés, rapproché de celui qui le remplit à 0 degré, permet de calculer le coefficient de dilatation du gaz (1).

Soient :

P le poids du gaz à 0°, sous la pression $H - h$;

H′ la pression barométrique quand le ballon est dans l'eau bouillante;

p le poids du gaz qui est sorti à la température T de l'eau bouillante sous la pression H′, on aura :

$$P\frac{H}{H-h} - P\frac{H'}{H-h}\frac{1+kT}{1+\alpha T} = p,$$

d'où

$$1 + \alpha T = \frac{(1+kT)H'}{H' - \frac{p}{P}(H-h)}.$$

Pour exposer le ballon à la température de l'eau bouillante, je le suspends au milieu d'un grand vase en tôle galvanisée, de $0^m,80$ de haut et de $0^m,45$ de diamètre; le robinet se trouve immédiatement au-dessus du couvercle. Dans d'autres expériences, le robinet lui-même se trouvait plongé dans la vapeur, et on le manœuvrait au moyen d'une clef qui traversait une tubulure adaptée sur la paroi du vase. La chaudière renferme une couche d'eau de 2 décimètres d'épaisseur.

Enfin, on peut s'assurer si le gaz suit la loi de Mariotte

(1) Cette méthode est la seule qui puisse être employée pour déterminer directement le coefficient de dilatation des gaz qui attaquent le mercure.

lorsqu'il est chauffé à la température de 100 degrés : il suffit pour cela de répéter, le ballon étant plongé dans la vapeur de l'eau bouillante, les expériences qui ont été faites plus haut sur le ballon enveloppé de glace fondante.

En résumé, le procédé que je viens de décrire permet d'obtenir les densités des gaz avec plus de précision et avec beaucoup moins de peine que ceux qui ont été employés jusqu'ici. Il donne ces densités à des températures identiques, à 0 degré et à 100 degrés, c'est-à-dire aux deux points fixes du thermomètre ; par suite, il donne immédiatement le coefficient de dilatation du gaz. Enfin, il permet de reconnaître avec une grande exactitude, si le gaz suit la loi de Mariotte à la température de la glace fondante ou à celle de l'ébullition de l'eau.

Je vais donner maintenant les résultats des expériences que j'ai faites par cette méthode, et j'aurai soin d'inscrire toutes les déterminations qui ont été obtenues, *sans en excepter une seule*, afin qu'on puisse juger du degré de précision que l'on peut atteindre par cette manière d'opérer.

EXPÉRIENCES SUR L'AIR ATMOSPHÉRIQUE.

Détermination du poids de l'air sec qui remplit le ballon à 0 *degré, et sous la pression de* 760 *millimètres.*

L'air était puisé au dehors dans une grande cour ; il traversait un premier tube en U, rempli de fragments de verre mouillés avec une dissolution de potasse caustique, puis un second tube rempli de potasse caustique en morceaux ; enfin un troisième tube rempli de ponce imbibée d'acide

sulfurique concentré. Lorsque le ballon s'était rempli d'air par aspiration, on établissait un excès de pression à l'aide d'un soufflet dont la buse était attachée au tube qui puisait l'air au dehors; pour établir ensuite l'équilibre de pression avec l'atmosphère, on enlevait une éprouvette pleine de mercure dans laquelle plongeait un long tube communiquant immédiatement avec le ballon. Cette dernière précaution est indispensable, car l'air renfermé dans le ballon se trouve souvent sous une pression plus faible que celle de l'atmosphère, à cause de la résistance qu'éprouve le gaz à traverser les petits vides des tubes en U.

I. Ballon plein d'air dans la glace. Hauteur du baromèt. réduite à o degré, au moment de la fermeture du robinet. $H_0 = 761^{mm},19$

Poids ajouté au ballon............... $p = 1^{gr},487$

Ballon vide dans la glace. Force élastique de l'air resté dans le ballon au moment de la fermeture du robinet. $h_0 = 8^{mm},43$

Poids ajouté au ballon.................. $P = 14^{gr},141$

Poids de l'air enlevé par la machine........... $12^{gr},654$, exerçant une pression de $752^{mm},76$.

On déduit de là pour le poids de l'air qui remplit le ballon à o degré et sous la pression de $0^{m},760 = 12^{gr},7744$.

II. Ballon plein... $H_0 = 754^{mm},66$

$p = 1^{gr},583$

Ballon vide.... $h_0 = 7^{mm},00$

$P = 14^{gr},1555$

$P - p = 12^{gr},5727$ sous la pression $H_0 - h_0 = 747^{mm},66$, d'où le poids de l'air à o degré sous $0^{m},760 = 12^{gr},7800$.

III. Ballon plein... $H_0 = 758^{mm},61$
$p = 1^{gr},516$
Ballon vide.... $h_0 = 4^{mm},62$
$P = 14^{gr},196$
Poids de l'air à 0 degré, sous $0^m,760 = 12^{gr},7809$.

IV. Ballon plein... $H_0 = 746^{mm},10$
$p = 1^{gr},718$
Ballon vide.... $h_0 = 2^{mm},93$
$P = 14^{gr},2115$
Poids de l'air à 0 degré, sous $0^m,760 = 12^{gr},7764$.

V. Ballon plein... $H_0 = 747^{mm},23$
$p = 1^{gr},7005$
Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},97$
$P = 14^{gr},232$
Poids de l'air à 0 degré, sous $0^m,760 = 12^{gr},7795$.

VI. Ballon plein... $H_0 = 747^{mm},21$
$p = 1^{gr},699$
Ballon vide... $h_0 = 7^{mm},56$
$P = 14^{gr},1345$
Poids de l'air à 0 degré, sous $0^m,760 = 12^{gr},7775$.

VII. Ballon plein... $H = 753^{mm},76$
$p = 1^{gr},4375$
Ballon vide.... $h_0 = 5^{mm},97$
$P = 14^{gr},013$
Poids de l'air à 0 degré, sous $0^m,760 = 12^{gr},7808$.

VIII. Ballon plein... $H_0 = 774^{mm},46$
$p = 1^{gr},0663$
Ballon vide.... $h_0 = 5^{mm},58$
$P = 13^{gr},9915$
Poids de l'air à 0 degré, sous $0^m,760 = 12^{gr},7759$.

IX. Ballon plein... $H_0 = 774^{mm},41$

$p = 1^{gr},064$

Ballon vide... $h_0 = 5^{mm},58$

$P = 13^{gr},9915$

Poids de l'air à 0 degré, sous $0^{m},760 = 11^{gr},7774$.

On a donc pour le poids de l'air qui remplit le ballon à 0 degré, sous la pression de 760 millimètres :

I..........	12,7744
II.........	12,7800
III.........	12,7809
IV.........	12,7764
V..........	12,7795
VI.........	12,7775
VII........	12,7808
VIII.......	12,7759
IX.........	12,7790
Moyenne....	12,7781

La plus grande différence que l'on observe dans ces poids s'élève à $0^{gr},0065 = \frac{1}{2000}$ environ. Il est probable qu'une grande partie de cette différence est occasionnée par les variations qui surviennent dans la composition de l'air atmosphérique.

On est convenu de rapporter les densités des gaz à celle de l'air atmosphérique. Cette convention est fâcheuse, car elle suppose que la composition de l'air est absolument invariable. Il serait à désirer qu'à l'avenir on déterminât expérimentalement les densités des gaz, en prenant pour terme de comparaison un des gaz simples faciles à préparer à l'état de pureté, par exemple l'oxygène. Ce choix serait d'autant plus convenable, que ce corps a déjà été choisi pour point de départ dans le calcul des équivalents chimiques.

Vérification de la loi de Mariotte pour l'air atmosphérique.

Dans l'expérience n° IV, on a pesé le ballon après y avoir fait un vide partiel pendant qu'il était plongé dans la glace. On a eu ainsi :

Force élastique de l'air resté dans le ballon..	$F_0 = 306^{mm},03$
Poids ajouté au ballon..................	$P' = 9^{gr},122$

On déduit de là et des données de l'expérience n° IV :

Poids de l'air remplissant le ballon à o degré et sous la pression $303^{mm},10$..............................	$5^{gr},0895$
Le calcul, fondé sur la loi de Mariotte, donne pour ce même poids, en admettant, d'après l'expérience n° IV, que l'air sous $0^{m},760$ pèse $12^{gr},7764$................	$5^{gr},0954$
Différence entre le nombre calculé et le nombre trouvé..	$0^{gr},0059$

Dans l'expérience n° V, on a trouvé :

Poids de l'air à o degré et sous la pression de 760 mill. $= 12^{gr},7795$

Ballon dans la glace... $F_0 = 314^{mm},32$

$P' = 8^{gr},981$

On déduit de là et des données de l'expérience n° V :

Poids de l'air remplissant le ballon à o degré et sous la pression de $312^{mm},35$.........	$5^{gr},2510$
Le calcul, par la loi de Mariotte, donne....	$5^{gr},2522$
Différence........	$0^{gr},0012$

Dans l'expérience n° IX, le poids de l'air à o degré, et sous la pression de 760 millimètres, a été trouvé de $12^{gr},7790$; on a eu ensuite :

$$F_0 = 363^{mm},80,$$
$$P' = 7^{gr},969.$$

Ces données, combinées avec celles de l'expérience n° IX, fournis-

sent pour le poids de l'air qui remplit le ballon à o degré et sous la pression de $358^{mm},22$ .... $6^{gr},0225$

Le calcul, d'après la loi de Mariotte, donne .... $6^{gr},0233$

Différence .... $0^{gr},0008$

Le calcul a donné constamment un poids un peu plus fort que l'expérience, mais les différences sont trop petites pour que l'on ne puisse pas les attribuer aux erreurs d'observation.

Détermination du coefficient de dilatation de l'air.

Dans l'expérience n° I, nous avons eu, pour le poids de l'air qui remplit le ballon à o degré, et sous la pression de 760 millimètres, $12^{gr},7744$.

Le ballon étant exposé dans la vapeur de l'eau bouillante sous la pression

$$H'_0 = 760^{mm},46,$$

il en est sorti un poids d'air

$$p = 3^{gr},421.$$

On déduit de là

$$T = 100^{\circ},02,$$

$$\left(P_0 \frac{H'_0}{760} - p\right) = 9^{gr},3734,$$

$$P_0 H'_0 (1 + kT) = 12^{gr},774 . 760,47(1 + 0,0000233 . 100^{\circ},02);$$

d'où

$$\alpha = 0,003667.$$

Dans l'expérience n° II, on a eu:

Poids de l'air qui remplit le ballon à o degré, et sous la pression de 760 millimètres $= 12^{gr},7800$.

A la température de $99^{\circ},80$, et sous la pression de $755^{mm},41$, il est sorti un poids d'air

$$p = 3^{gr},366.$$

On déduit de là

$$\alpha = 0,003663.$$

Les valeurs de α déduites de ces expériences diffèrent très-peu de celles que nous avons obtenues dans le premier mémoire.

Densité du gaz azote.

Le gaz azote était préparé en faisant passer l'air à travers un tube en cuivre rempli de cuivre métallique et chauffé au rouge; à la suite de ce tube, le gaz traversait un tube en U rempli de fragments de verre mouillés par une dissolution concentrée de potasse caustique, puis un second tube rempli de ponce sulfurique.

I. Ballon plein... $H_0 = 758^{mm},55$
$p = 1^{gr},8725$
Ballon vide.... $h_0 = 2^{mm},18$
$P = 14^{gr},227$

Poids du gaz à 0 degré et sous la pression 760 millim. $= 12^{gr},4137$.

II. Ballon plein... $H_0 = 758^{mm},55$
$p = 1^{gr},8725$
Ballon vide.... $h_0 = 7^{mm},81$
$P = 14^{gr},135$

Poids du gaz à 0 degré et sous la pression 760 millim. $= 12^{gr},4137$.

III. Ballon plein... $H_0 = 762^{mm},82$
$p = 1^{gr},802$
Ballon vide.... $h_0 = 7^{mm},81$
$P = 14^{gr},135$

Poids du gaz à 0 degré et sous la pression 760 millim. $= 12^{gr},4145$.

IV. Ballon plein... $H_0 = 762^{mm},84$
$p = 1^{gr},802$
Ballon vide.... $h_0 = 5^{gr},06$
$P = 14^{gr},1805$

Poids du gaz à o degré et sous la pression 760 millim. $= 12^{gr},4147$.

V. Ballon plein... $H_0 = 762^{mm},42$
$p = 1^{gr},815$
Ballon vide.... $h_0 = 5^{mm},06$
$P = 14^{gr},1805$

Poids du gaz à o degré et sous la pression 760 millim. $= 12^{gr},4086$.

VI. Ballon plein... $H_0 = 762^{mm},42$
$p = 1^{gr},815$
Ballon vide.... $h_0 = 6^{mm},00$
$P = 14^{gr},165$

Poids du gaz à o degré et sous la pression 760 millim. $= 12^{gr},4085$.

Ainsi nous trouvons, pour le poids du gaz azote qui remplit le ballon à o degré, et sous la pression de 760 millimètres,

		Densité.
I..........	12,4137	0,97148
II..........	12,4137	0,97148
III.........	12,4145	0,97154
IV.........	12,4147	0,97155
V..........	12,4086	0,97108
VI.........	12,4085	0,97108
Moyennes.....	12,4123	0,97137

La plus grande différence entre ces nombres s'élève à $\frac{1}{2000}$.

MM. Dumas et Boussingault ont trouvé dans trois expériences, pour la densité du gaz azote,

	0,970
	0,972
	0,974
Moyenne....	0,972

Densité de l'hydrogène.

Le gaz hydrogène était préparé par le zinc et l'acide chlorhydrique. On versait cet acide bouillant, afin d'éviter de faire entrer de l'air dans l'appareil. Le gaz traversait un premier tube en U renfermant des couches alternatives de verre en fragments et de potasse caustique fortement humectée, puis un second tube rempli de fragments de verre sur lesquels on avait versé une dissolution saturée à chaud de bichlorure de mercure, qui s'étaient recouverts, par conséquent, de cristaux, et de la dissolution de ce sel. Le gaz traversait ensuite un troisième tube rempli de fragments de potasse caustique; enfin, un quatrième tube renfermant de la ponce sulfurique. L'appareil était disposé de façon à ce que l'on pût y faire le vide, ce qui facilite beaucoup la purification du gaz.

I. Ballon plein... $H_0 = 756^{mm},16$

$p = 13^{gr},301$

Ballon vide.... $h_0 = 3^{mm},40$

$P = 14^{gr},1785$

d'où Poids du gaz à 0 degré et sous 760 millimètres $= 0^{gr},88591$.

II. Ballon plein... $H_0 = 748^{mm},79$

$p = 13^{gr},308$

Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},38$

$P = 14^{gr},178$

Poids du gaz à 0 degré et sous 760 millimètres $= 0^{gr},88465$.

III. Ballon plein... $H_0 = 755^{mm},50$

$p = 13^{gr},301$

Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},38$

$P = 14^{gr},179$

Poids du gaz à 0 degré et sous 760 millimètres $= 0^{gr},88484$.

		Densité.
I........	0,88591	0,06932
II.......	0,88465	0,06923
III......	0,88484	0,06924
Moyenne....	0,88513	0,06926

La densité du gaz hydrogène déduite de la composition de l'eau, telle qu'elle résulte des analyses de M. Dumas, et en admettant la densité du gaz oxygène = 1,10563, telle que nous la trouverons plus loin, est 0,06910, qui diffère très-peu de celle que nous avons trouvée par nos pesées.

MM. Dumas et Boussingault annoncent (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. VIII, p. 201) qu'ils ont fait plusieurs déterminations de la densité du gaz hydrogène qui ont donné des nombres compris entre 0,0691 et 0,0695.

Densité de l'oxygène.

L'oxygène était préparé en chauffant le chlorate de potasse. Le gaz traversait un premier tube en U renfermant des fragments de verre mouillés par une dissolution de potasse caustique, puis un second tube renfermant de la potasse caustique en morceaux; enfin, un troisième tube contenant de la ponce sulfurique.

I. Ballon plein... $H_0 = 746^{mm},21$
$p = 0^{gr},317$
Ballon vide.... $h_0 = 3^{mm},69$
$P = 14^{gr},115$

Poids du gaz à 0 degré sous $760^{mm} = 14^{gr},1230$.

II. Ballon plein... $H_0 = 748^{mm},49$
$p = 0^{gr},270$
Ballon vide.... $h_0 = 3^{mm},69$
$P = 14^{gr},115$

Poids du gaz à 0 degré sous $760^{mm} = 14^{gr},1276$.

III. Ballon plein... $H_0 = 750^{mm},22$

$p = 0^{gr},172$

Ballon vide.... $h_0 = 4^{mm},59$

$P = 14^{gr},033$

Poids du gaz à 0 degré sous $760^{mm} = 14^{gr},1281$.

IV. Ballon plein... $H_0 = 748^{mm},49$

$p = 0^{gr},204$

Ballon vide.... $h_0 = 4^{mm},59$

$P = 14^{gr},033$

Poids du gaz à 0 degré sous $760^{mm} = 14^{gr},1283$.

		Densité.
I........	14,1230	1,10525
II.......	14,1276	1,10561
III......	14,1281	1,10564
IV.......	14,1283	1,10565
Moyenne des trois dernières..	14,1280	1,10563

La première densité a été rejetée dans la détermination de la moyenne; elle résulte d'une pesée faite après un troisième remplissage; et comme le ballon renfermait auparavant du gaz hydrogène, il restait une très-petite quantité de ce dernier gaz qui a dû rendre le poids trop léger. J'ai cru néanmoins convenable de rapporter cette détermination, afin de n'omettre aucune de celles qui ont été faites.

MM. Dumas et Boussingault indiquent dans leur Mémoire, page 275, que leurs nombreuses déterminations de la densité du gaz oxygène se sont trouvées comprises entre 1,105 et 1,107. Les trois déterminations qu'ils regardent comme les plus exactes sont

	1,1055
	1,1058
	1,1057
Moyenne....	1,1057

Expériences sur le gaz acide carbonique.

Le gaz acide carbonique était préparé en décomposant le marbre blanc par l'acide chlorhydrique ; le gaz traversait un flacon laveur renfermant une dissolution de bicarbonate de soude, puis un long tube rempli de ponce sulfurique. L'acide chlorhydrique était versé bouillant.

I. Ballon plein... $H_0 = 763^{mm},04$
$p = 0^{gr},6335$
Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},57$
$P = 20^{gr},211$
Poids à 0 degré et sous la pression $760^{mm} = 19^{gr},5397$.

II. Ballon plein... $H_0 = 759^{mm},13$
$p = 0^{gr},736$
Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},57$
$P = 20^{gr},211$
Poids à 0 degré sous $760^{mm} = 19^{gr},5377$.

III. Ballon plein... $H_0 = 756^{mm},72$
$p = 0^{gr},796$
Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},57$
$P = 20^{gr},211$
Poids à 0 degré sous $760^{mm} = 19^{gr},5397$.

IV Ballon plein... $H_0 = 956^{mm},34$
$p = 0^{gr},808$
Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},71$
$P = 20^{gr},2085$
Poids à 0 degré sous $760^{mm} = 19^{gr},5385$.

V. Ballon plein... $H_0 = 753^{mm},39$
$p = 0^{gr},8835$
Ballon vide.... $h_0 = 1^{mm},71$
$P = 20^{gr},2085$
Poids à 0 degré sous $760^{mm} = 19^{gr},5396$.

On a donc pour le poids du gaz acide carbonique à o degré, sous la pression de 760 millimètres,

		Densité.
I.........	19,5397	1,52915
II........	19,5377	1,52900
III........	19,5397	1,52915
IV........	19,5385	1,52906
V........	19,5396	1,52915
Moyenne.	19,5390	1,52901

Coefficient de dilatation du gaz acide carbonique.

Dans l'expérience n° II, nous avons trouvé pour le poids du gaz carbonique qui remplit le ballon à o degré sous 760 millimètres $= 19^{gr},5377$.

Le ballon ayant été chauffé dans la vapeur de l'eau bouillante, à la température de 99°,94, sous la pression de $758^{mm},53$, il est sorti un poids de gaz

$$p' = 5^{gr},2685.$$

Ces données, combinées avec celles de l'expérience n° II, donnent, pour le coefficient de dilatation du gaz acide carbonique,

$$\alpha' = 0,003719.$$

Dans l'expérience n° IV, le poids du gaz remplissant le ballon à o degré, et sous la pression de 760 millimètres, est $19^{gr},5385$. Le ballon ayant été chauffé à 99°,85, sous la pression de $755^{mm},68$, il en est sorti un poids de gaz $= 5^{gr},247$. En combinant ces éléments avec ceux de l'expérience n° IV, on trouve

$$\alpha' = 0,003719.$$

Nous avons trouvé, dans le précédent mémoire, p. 84,

au moyen de la méthode V dans laquelle le gaz conserve la même force élastique à 0 et à 100 degrés, comme dans les expériences actuelles :

$$\alpha' = 0{,}0037099.$$

Expériences pour déterminer si l'acide carbonique, à la température de 0 degré, suit la loi de Mariotte dans les pressions plus faibles que celle de l'atmosphère.

Dans l'expérience n° V, le poids du gaz acide carbonique à 0 degré, et sous 760 millimètres, est $19^{gr},5396$.

On a fait un vide partiel, et l'on a eu :

Ballon dans la glace... $F_0 = 375^{mm},84$
$P' = 10^{gr},624$

Le gaz à 0 degré, sous la pression $374^{mm},13$, pèse... $9^{gr},5845$
D'après la loi de Mariotte, il devrait peser........ $9^{gr},6628$

On a fait un vide plus avancé dans le ballon, et l'on a eu :

Ballon dans la glace..... $F'_0 = 225^{mm},88$
$P' = 14^{gr},474$

Le poids du gaz à 0 degré, et avec une force élastique égale à $224^{mm},17$, est.............................. $5^{gr},7345$
D'après la loi de Mariotte, on aurait......... $5^{gr},7634$

On voit par là que, même dans les pressions plus faibles que l'atmosphère, l'acide carbonique s'écarte de la loi de Mariotte d'une manière très-marquée.

Expériences pour déterminer si le gaz acide carbonique, à la température de 100 degrés, suit la loi de Mariotte dans les pressions plus faibles que celle de l'atmosphère.

Ballon rempli de gaz acide carbonique dans l'eau bouillante............	$H_0 = 760^{mm},34$	$T = 100°,01$
	$P' = 5^{gr},901$	
Ballon dans l'eau bouillante avec une force élastique..................	$F'_0 = 343^{mm},08$	
	$P = 13^{gr},7405$	
	$H'_0 = 757^{mm},98$	$T = 99°,92$
Ballon vide dans l'eau bouillante.....	$H = 756^{gr},51$	
	$h = 4^{mm},69$	
	$P = 20^{gr},091$	

On déduit de là : Poids du gaz acide carbonique remplissant le ballon à 100°,01, sous une pression de $755^{mm},65 = 14^{gr},190$; ou à 100 degrés, sous $0^{m},760 = 14^{gr},2717$.

Le poids de l'acide carbonique remplissant le ballon à 99°,92, sous la pression de $338^{mm},39$, a été trouvé de $6^{gr},3505$; à la température de 100°,01, ce même volume gazeux pèserait $6^{gr},3549$.

Le poids calculé d'après la loi de Mariotte, en admettant $14^{gr},2717$ sous la pression de 760 millimètres, est $6^{gr},3545$, qui est identique avec celui que l'expérience directe nous a donné.

Nous conclurons de là que le gaz acide carbonique suit sensiblement la loi de Mariotte, quand il est chauffé à 100 degrés, sous des pressions plus faibles que celle de l'atmosphère.

On peut calculer, au moyen des données précédentes, les densités que présente le gaz acide carbonique par rapport à

l'air, quand les deux gaz sont dans les mêmes circonstances de température et de pression.

La densité du gaz acide carbonique à 0 degré est :

Sous la pression de...	760mm,00	1,52910
	374mm,13	1,52366
	224mm,17	1,52145

la densité du même gaz à 100 degrés,

Sous la pression de...	760mm,00	1,52418
Sous la pression de...	383mm,39	1,52410

Si l'on calcule la densité théorique du gaz acide carbonique, en admettant pour le poids atomique du carbone la valeur 75,000 trouvée dernièrement par M. Dumas, on obtient le nombre 1,52024, qui s'approche beaucoup de la densité que nous avons reconnue à ce gaz sous la pression de 224mm,17.

La densité que nous avons trouvée à la température de 0 degré, sous la pression de 760 millimètres, conduit à un poids atomique du carbone = 76,60, qui s'approche beaucoup du nombre 76,44 que les chimistes ont admis pendant longtemps d'après M. Berzelius.

On voit, par cet exemple, combien il faut de circonspection pour déduire de la densité d'un gaz, la valeur de son poids atomique.

TROISIÈME MÉMOIRE.

DÉTERMINATION DU POIDS DU LITRE D'AIR ET DE LA DENSITÉ DU MERCURE.

Dans le précédent mémoire nous avons déterminé les densités de différents gaz, en les rapportant à celle de l'air prise pour unité; mais dans un grand nombre de circonstances on a besoin de connaître le poids absolu de ces gaz; on obtient facilement celui-ci lorsqu'on connaît le poids absolu du litre d'air pris dans les circonstances normales, c'est-à-dire à la température de 0° et sous la pression de $0^m,760$ de mercure.

Le poids du litre d'air sec dans les circonstances normales a été déterminé par MM. Biot et Arago avec tous les soins qu'ils ont pu prendre; ils ont trouvé que ce poids était à Paris $1^{gr},299541$. (*Mémoires de l'Académie des Sciences pour* 1806. — *Traité de Physique de Biot*, tome I, page 387.) Ce nombre a été généralement adopté par les physiciens.

Cependant si l'on réfléchit aux imperfections que présentait encore la théorie des gaz et des vapeurs à l'époque où ces deux physiciens s'occupaient de leur travail, au grand nombre de corrections incertaines qu'ils étaient obligés d'introduire dans leurs calculs; enfin si l'on fait attention qu'ils ont opéré sur de l'air chargé de vapeur aqueuse, dont ils tâchaient de tenir compte par une correction de calcul, et que, malgré les précautions les plus minutieuses, cette circonstance devait amener nécessairement de grandes perturbations dans

leurs expériences, on comprendra qu'il était absolument nécessaire de faire de nouvelles déterminations de cette importante donnée qui sera souvent utilisée dans la suite de ces recherches.

Dans le mémoire précédent, nous avons déterminé avec le plus grand soin le poids de l'air sec qui remplit notre ballon à 0° et sous la pression de $0^m,760$; il suffit donc de connaître exactement la capacité de ce ballon à 0°, pour obtenir immédiatement le poids du litre d'air. Or, d'après le principe qui a présidé à l'établissement de notre système métrique, le kilogramme est le poids d'un litre d'eau distillée et privée d'air, à la température de son maximum de densité, c'est-à-dire à 4° environ : il suffira donc de déterminer le poids de l'eau à 4° qui remplit la capacité que le ballon présente à la température de 0°.

Pour cela on a opéré de la manière suivante:

On a pesé le ballon ouvert sur une bonne balance; son poids a été trouvé égal $1258^{gr},55$, la température ambiante étant de 4°,2, et la hauteur du baromètre réduite à 0° de $757^{mm},89$.

On a introduit dans le ballon une petite quantité d'eau, et l'on a fait le vide au moyen de la machine pneumatique, pendant qu'on chauffait le ballon. On est parvenu ainsi à expulser complétement l'air atmosphérique au moyen de la vapeur qui se développait incessamment. On a fermé ensuite le robinet du ballon.

D'un autre côté, on a fait bouillir dans un grand ballon de l'eau distillée parfaitement pure, pour la débarrasser complétement de l'air que l'eau renferme toujours en dissolution à la température ordinaire. On a fixé sur la tubulure en cuivre du ballon à densité, au moyen d'un caoutchouc, un tube de

verre deux fois recourbé, dont on a fait descendre l'une des branches jusqu'au fond du ballon, dans lequel l'eau était maintenue en ébullition. En ouvrant le robinet du ballon à densité, l'eau bouillante y pénétrait lentement, sans arriver au contact de l'air; elle était par conséquent exactement privée de ce fluide.

Le ballon étant complétement rempli d'eau, on a enlevé le tube recourbé, on l'a remplacé par un tube à boule que l'on maintenait rempli d'eau bouillie, et qui fournissait au ballon la quantité d'eau nécessaire pour le maintenir plein, à mesure que sa température s'abaissait.

Lorsque le ballon plein d'eau fut redescendu à la température ambiante, on le disposa dans le vase en zinc de la *fig.* 22, et on l'enveloppa complétement de glace fondante, en ayant soin de tasser cette glace à mesure qu'elle se fondait sur les parois du ballon.

I. Dans une première expérience, le ballon fut laissé pendant treize heures dans la glace; on ferma alors le robinet, et, après avoir détaché le tube à boule rempli d'eau, on essuya exactement la tubulure qui surmonte le robinet.

Le ballon, sorti de la glace, fut placé dans un grand vase rempli d'eau à une température un peu supérieure à celle de la chambre dans laquelle se trouvait la balance destinée à le peser; on l'y laissa pendant deux heures afin qu'il prît à peu près la température de cette chambre. Comme l'eau se contracte à mesure que sa température s'élève à partir de 0°, le ballon pouvait rester fermé, sans qu'une rupture fût à craindre.

Le poids du ballon plein d'eau fut trouvé. 11126^{gr},05.
La température de la chambre était de. . . . 6°.
La hauteur du baromètre réduite à 0°. . . . 761^{mm},77.

Au moyen de ces données, on peut calculer le poids dans le vide, de l'eau qui remplissait le ballon.

L'enveloppe du ballon pesait 1258^{gr},55 à la température de 4°,2 et sous la pression de 757,89; cette enveloppe présente le même poids, à 1 milligramme près, à 6° et sous la pression de. . . . . 761^{mm},77.
De sorte que le poids apparent de l'eau dans l'air est. 9867^{gr},50, auquel il faut ajouter le poids de l'air déplacé par cette eau.

Or, le poids de l'air qui remplit le ballon à 0° sous la pression de 0^{m},760, a été trouvé de 12^{gr},778 (page 138); on aura donc pour le poids de l'air qui remplirait ce ballon à 6°, sous la pression de 761^{mm},77, en supposant une fraction de saturation de l'air = 0,7, qui est à peu près celle qui existait au moment de la pesée et qui correspond à une tension de vapeur égale à 4^{mm},90 :

$$12^{gr},778 \cdot \frac{1}{1 + 0,003665 \cdot 6^{\circ}} \frac{756,87 + \frac{10}{16} \cdot 4,90}{760} = 12^{gr},473.$$

Le poids de l'eau à 0° qui remplit le ballon à 0° est donc : 9879^{gr},973.

D'après les expériences de M. Pierre (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome XV, page 348), la densité de l'eau étant 1 à 0°, elle est $\frac{1}{0,999881}$ à 4°.

Le poids de l'eau à 4° qui occupe la capacité que le ballon présente à 0° est donc :

$$9879^{gr},973 \cdot \frac{1}{0,999881} = 9881^{gr},060.$$

II. Dans une seconde expérience, le ballon est resté dix-huit heures dans la glace fondante; son poids apparent a été trouvé de 1112$6^{gr}$,10 à la température de 6°,5 et sous la pression de 761^{mm},58.

Le poids de l'air déplacé par l'eau, calculé comme ci-dessus, est 12gr,476.

Le poids absolu de l'eau à 0° qui remplit le ballon à 0° est 9880gr,026, et le poids de l'eau à 4° qui remplit la capacité que présente le ballon à 0°, est 9881gr,113.

III. Dans une troisième expérience, le ballon est resté six heures dans la glace fondante; son poids apparent a été trouvé de 11126gr,20.

La température de la chambre au moment de la pesée était 6°,2.

La hauteur du baromètre de 766mm,80.

Le poids de l'air déplacé est d'après cela 12gr,562.

Le poids de l'eau à 0° qui remplit le ballon à 0° est 9880gr,212, et le poids de l'eau à 4° qui remplirait la capacité que le ballon présente à 0°, 9881gr,299.

Ainsi nous avons trouvé dans trois expériences pour le poids de l'eau au maximum de densité, qui remplit la capacité que présente le ballon à 0° :

I...............	9881gr,060
II...............	9881 ,113
III..............	9881 ,299

La troisième pesée a donné probablement un nombre un peu trop fort, parce que le ballon n'avait été laissé à dessein que pendant très-peu de temps dans la glace, afin de reconnaître la différence que cette circonstance pouvait apporter dans les résultats.

Nous adopterons à cause de cela la moyenne des deux premières pesées, savoir :

9881gr,086.

J'ai voulu reconnaître par une expérience directe si la

correction que j'ai faite pour amener l'eau de 0° à 4°, était suffisamment exacte. A cet effet, j'ai plongé le ballon dans un grand baquet plein d'eau que l'on agitait fréquemment, et que l'on maintenait rigoureusement à la température de 4°.

Dans une première expérience, le ballon est resté pendant six heures dans l'eau à 4°; son poids apparent dans l'air a été de 11128$^{gramm.}$,20; la température de la chambre au moment de la pesée était 7°,0, et la hauteur du baromètre de 766^{mm},56.

Le poids de l'air déplacé par l'eau est donc 12$^{gr.}$,535.

Le poids de l'eau à 4° qui remplit le ballon à 4° est 9882^{gr},185.

Dans une seconde expérience, le ballon pesait 11128$^{gr.}$,07, après un séjour de quinze heures dans l'eau à 4°.

La température de l'air au moment de la pesée, était de 5°,5, la hauteur du baromètre de 766^{mm},04.

On déduit de là, pour la perte de poids de l'eau dans l'air, 12$^{gr.}$,598, et pour le poids de l'eau à 4° qui remplit le ballon à 4°, 9882$^{gr.}$,118.

Ainsi nous avons trouvé pour le poids de l'eau à 4°, qui remplit la capacité que présente le ballon à 4°,

Dans la première pesée......	9882^{gr},185
Dans la deuxième..........	9882 ,118
Moyenne......	9882 ,152

Or, le poids de l'eau à 4° qui remplit la capacité du ballon à 0°, est de 9881$^{gr.}$,086 (page 156); la capacité V du ballon à 0° devient à 4°, $V(1+k.4°)$; nous supposerons $k=0{,}0000235$ qui est la valeur que j'ai trouvée pour le coefficient de dilatation d'un petit ballon en cristal de Choisy-le-Roi. Nous aurons donc pour le poids de l'eau à 4°, qui remplit la capacité que présente le ballon à 0°,

$$9881^{gr},086\ (1+0{,}0000235.\ 4^{\circ}) = 9882^{gr},000,$$

au lieu de $9882^{gr},152$ que nous avons trouvé par la pesée directe. La différence s'élève à peine à $\frac{16}{100{,}000}$, et il est difficile de décider si elle tient à une petite erreur sur la dilatation de l'eau, ou sur la dilatation du ballon.

La capacité de notre ballon à densité est donc à 0°

$$9^{lit.},881086.$$

Le poids de l'air qui remplit ce ballon à 0°, et sous la pression de 760^{mm} étant de $12^{gr},7781$, on trouve pour le poids du litre d'air dans les conditions normales

$$1^{gr},293187,$$

valeur notablement plus faible que celle qui a été admise jusqu'ici, d'après les expériences de MM. Biot et Arago (1).

On déduit de là, et des nombres obtenus dans le précédent mémoire pour les densités des gaz, qu'à Paris le litre

---

(1) Je remarque que toutes les corrections numériques faites par MM. Biot et Arago pour ramener le poids de l'air à 0° et à la sécheresse absolue, ont contribué à rendre trop fort le nombre qu'ils ont adopté. Une autre circonstance a pu produire un effet semblable. Ces physiciens faisaient le vide dans leur ballon à plusieurs reprises, avec une très-bonne machine pneumatique, et ils supposaient que la faible tension qui restait dans leur ballon était produite par de la vapeur d'eau que les parois du ballon avaient abandonnée dans le vide et qu'elles condensaient de nouveau, lorsque l'air rentrait. Il est vraisemblable, en effet, que les choses se passaient ainsi, mais il me paraît aussi très-probable que, lorsque le ballon se remplissait d'air très-voisin de la saturation, celui-ci abandonnait une nouvelle portion d'eau à la surface vitreuse. Cette portion, dont on ne tenait pas compte, était considérée comme faisant partie du poids de l'air, et rendait nécessairement ce poids trop fort. (Voyez *Traité de physique* de M. Biot, tome I, page 367).

d'air atmosphérique pèse.	$1^{gr},293187$
Gaz azote..........	$1,256167$
Gaz oxygène..........	$1,429802$
Hydrogène..........	$0,089578$
Acide carbonique.......	$1,977414$

Les valeurs précédentes ne conviennent rigoureusement que pour la localité dans laquelle les expériences ont été faites, c'est-à-dire, pour une latitude de 48° 50′ 14″ et une hauteur a au-dessus du niveau de la mer.

Soit R le rayon moyen de la terre $= 6366198^{\text{mètres}}$;

a la hauteur au-dessus de la sphère moyenne de la localité où les expériences ont été faites;

On aura d'abord pour le poids du litre d'air sous le parallèle de 45°, et à la hauteur R + a,

$$1^{gr},293187 \cdot \frac{1}{1 - 0,002837 \cos. 2(48°,50',14'')} = 1^{gr},292697,$$

et pour le poids du litre d'air dans une localité placée sous une latitude λ, et à une hauteur h au-dessus de la sphère moyenne,

$$1^{gr},292697\left(\frac{R+a}{R+h}\right)^2(1 - 0,002837 . \cos 2\lambda);$$

a était à peu près de 60 mètres, on a donc

$$1^{gr},292697(1,00001885)\frac{1}{1+\frac{2h}{R}}(1 - 0,002837 . \cos 2\lambda);$$

ou plus simplement :

$$1^{gr},292673 \frac{1}{1+\frac{2h}{R}}[1 - 0,002837 . \cos 2\lambda].$$

Densité du mercure.

J'ai déterminé la densité du mercure à plusieurs reprises, et en y apportant les plus grands soins; j'ai voulu m'assu-

rer si ce liquide, purifié par les moyens que nous employons ordinairement dans nos laboratoires, présentait une densité constante. J'ai indiqué (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome IX, page 338) un petit appareil au moyen duquel on détermine très-exactement la densité des divers liquides à des températures bien connues, et qui est très-préférable aux flacons à densité que l'on emploie ordinairement. Je me suis servi d'un appareil tout semblable pour déterminer la densité du mercure.

Je remplis de mercure un ballon A, *fig.* 24, de la capacité de 250 à 300 centimètres cubes. Ce ballon se termine par un tube de 2 millimètres environ de diamètre, sur lequel est tracé un trait de repère *mn*, qui est surmonté lui-même d'un tube plus large faisant office d'entonnoir. L'entonnoir peut être bouché hermétiquement à l'aide d'un bouchon en verre creux, usé à l'émeri.

Le ballon étant rempli de mercure, on fait bouillir ce liquide, comme s'il s'agissait de faire un thermomètre à poids, puis on laisse refroidir. On place ensuite le ballon dans la glace pendant plusieurs heures, et l'on amène exactement le niveau du mercure au trait de repère *mn*. Après que l'on s'est assuré que ce niveau ne change plus, on détermine le poids du mercure, lorsque celui-ci a repris la température de l'air ambiant.

Le même ballon est ensuite rempli d'eau distillée que l'on fait bouillir, afin de la priver d'air. On laisse refroidir en maintenant l'entonnoir plein d'eau bouillie et fermé avec son bouchon. Le ballon est ensuite enveloppé de glace, et lorsque l'eau a pris exactement la température de zéro, on affleure le liquide au trait *mn* et on essuie avec du papier joseph les parois de l'entonnoir.

Le ballon bouché est placé dans de l'eau ayant à peu près

la température de l'air ambiant, pour l'amener plus promptement en équilibre de température avec l'air dans lequel on doit le peser.

Les trois déterminations de la densité du mercure, que je vais rapporter, ont été faites à des époques éloignées, sur des échantillons d'origines diverses et avec trois ballons différents.

I. Le premier échantillon était du mercure destiné à la construction d'un baromètre normal pour l'Observatoire de Paris. Ce mercure venait directement de la mine; nous l'avons distillé deux fois de suite dans un vase en fer. Nous l'avons ensuite laissé séjourner pendant plusieurs jours avec de l'acide azotique affaibli, pour dissoudre l'oxyde de mercure qui se forme toujours pendant les distillations. Le métal, lavé à grande eau, a été séché sous le récipient de la machine pneumatique.

Poids apparent du mercure dans l'air... (1)	$3156^{gr},613$
	$H_0 = 754^{mm},00$
	$t = 17^{\circ},5$
Poids absolu du mercure dans le vide...	$3156^{gr},894$
Poids apparent de l'eau dans l'air......	$231\ ,888$
	$H_0 = 755^{mm},01$
	$t = 18^{\circ},6$
Poids absolu de l'eau dans le vide......	$232^{gr},168$

L'eau est à 0 degré; si elle était à la température de 4 degrés, elle pèserait

$$\frac{232^{gr},168}{0,999881} = 232^{gr},193.$$

(1) Les pesées du ballon plein de mercure ont été faites avec la grande balance de M. Deleuil, qui permet de peser un poids de 10 kilogrammes à 1 ou 2 milligrammes près.

La densité du mercure à 0 degré, par rapport à l'eau prise à la température de 4 degrés, est donc

13,59599.

II. Dans la seconde expérience, j'ai employé le mercure dont je me sers dans la construction de mes appareils manométriques. Ce mercure a été distillé il y a plusieurs années dans une cornue en fer; on le conserve dans des vases en verre. On le purifie fréquemment en l'agitant dans des flacons avec de l'acide sulfurique concentré, puis le lavant à grande eau.

Poids apparent du mercure dans l'air...	2946gr,380
	H_0=754mm,00
	t= 17°,9
Poids absolu du mercure dans le vide...	2946gr,642
Poids apparent de l'eau dans l'air......	216gr,4496
	H_0=749mm,50
	t= 18°,8
Poids absolu de l'eau dans le vide.....	216gr,7096
Le même volume d'eau pèserait à 4 degrés	216gr,732
On déduit de là, densité du mercure...	13,59578

III. Enfin, j'ai déterminé dans ces derniers temps la densité d'un mercure préparé avec le plus grand soin par M. Millon, au moyen de la calcination du nitrate de mercure cristallisé dans une cornue de porcelaine. Le métal a été agité ensuite avec de l'acide sulfurique concentré pour dissoudre l'oxyde.

Poids apparent du mercure dans l'air...	2858gr,273
	H_0=761mm,30
	t= 16°,0
Poids absolu du mercure dans le vide...	2858gr,531

Poids apparent de l'eau dans l'air......	$209^{gr},9655$
	$H_0 = 754^{mm},11$
	$t = 13^{o},46$
Poids absolu de l'eau dans le vide......	$210^{gr},2236$
Le même volume d'eau à 4 degrés pèserait	$210^{gr},2467$
Densité du mercure..................	13,59602

Ainsi, nous trouvons pour les densités de ces trois espèces de mercure:

I.........	13,59599
II........	13,59578
III.......	13,59602

Ces densités peuvent être considérées comme absolument identiques.

MM. Biot et Arago avaient trouvé la densité du mercure égale à 13,588597. (*Traité de Physique* de Biot, tome I, page 409.)

Cette densité diffère très-peu de celles que nous avons trouvées. La petite différence doit probablement être attribuée aux incertitudes des corrections, que ces illustres physiciens étaient obligés de faire dans leur manière d'opérer.

On a souvent besoin de connaître la densité du mercure par rapport à l'air. Cette circonstance se présente dans la mesure des hauteurs au moyen du baromètre.

Or

1 litre d'air à 0° sous la pression de $0^{m},760$ pèse..........................	$1^{gr},293187$
1 litre d'eau au maximum de densité pèse	$1000^{gr},000$
1 litre de mercure à 0° pèse............	$13595^{gr},93$

Le rapport des poids du mercure et de l'air à la température de 0° et sous la pression de $0^{m},760$ observée à Paris, est donc 10513,5. Au niveau de la mer, et à la latitude de 45°, ce rapport devient de 10517,3.

QUATRIÈME MÉMOIRE.

DE LA MESURE DES TEMPÉRATURES.

Nous ne possédons jusqu'à présent aucun moyen direct pour mesurer les quantités de chaleur qu'un corps absorbe dans des circonstances données, et nous ne reconnaissons cette absorption de chaleur que par les changements qui surviennent dans l'état du corps ou par sa dilatation. On donne le nom de *thermomètres* aux instruments qui ont pour but de constater les variations des quantités de chaleur renfermées dans un milieu. Ces instruments sont fondés en général sur la dilatation que les corps éprouvent par l'action de la chaleur, ou sur les changements de force élastique qu'un même volume de gaz éprouve dans les circonstances auxquelles le milieu se trouve soumis.

Un thermomètre parfait serait celui dont les indications seraient toujours proportionnelles aux quantités de chaleur qu'il a absorbées, ou, en d'autres termes, celui dans lequel l'addition de quantités égales de chaleur produirait toujours des dilatations égales. Pour que cette condition soit remplie, il faut ou bien que la capacité calorifique et la dilatation de la substance thermométrique restent invariables dans les diverses phases de l'expérience, ou bien que ces deux éléments varient rigoureusement en raison inverse l'un de l'autre.

Dans tous les cas, notre thermomètre parfait n'indiquerait les quantités de chaleur absorbées par un milieu dans des circonstances données, que si ce milieu présentait les mêmes avantages que la substance thermométrique, c'est-à-dire, s'il absorbait des quantités égales de chaleur, pour des variations égales de température données par le thermomètre.

Or, si l'on étudie comparativement les dilatations que les différents corps subissent dans des circonstances identiques, on s'aperçoit bien vite que ces dilatations sont loin de suivre la même loi; et si l'on compare entre elles les quantités de chaleur prises par ces différents corps, lorsqu'ils sont portés successivement aux différentes températures mesurées par les dilatations de l'un quelconque d'entre eux, on reconnaît que ces quantités sont variables et inégalement variables dans chacun d'eux, sans qu'on ait réussi jusqu'ici à assigner les relations qui existent entre ces variations de capacité et les variations de volume.

La grande précision que l'on peut apporter dans la construction du thermomètre à mercure, la facilité avec laquelle le liquide thermométrique peut alors toujours être obtenu identique, enfin la grande étendue de températures pendant laquelle ce liquide conserve le même état, ont fait donner au thermomètre à mercure la préférence sur tous les instruments de la même espèce, et l'ont fait adopter presque exclusivement pour toutes les expériences précises.

Mais il existe une condition essentielle à laquelle tout appareil de mesure doit satisfaire ; il faut non-seulement qu'il reste toujours rigoureusement comparable à lui-même, c'est-à-dire, qu'il marque toujours le même degré dans des conditions identiques, mais il faut encore que l'on puisse le

reproduire à volonté et obtenir toujours des instruments rigoureusement comparables.

Les physiciens ont cru avoir atteint complétement ce but, en assujettissant les échelles des thermomètres à mercure à s'accorder pour certaines températures normales, faciles à reproduire et toujours parfaitement identiques : ils ont adopté pour cela la température constante que présente la glace qui se fond, et la température non moins constante que présente la vapeur d'eau à saturation, lorsqu'elle exerce une force élastique de $0^m,760$. Or, j'ai fait voir (*Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, tome V, pages 100 et suivantes) que deux thermomètres à mercure, réglés pour les mêmes points fixes de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau sous la pression de $0^m,760$, peuvent présenter dans leur marche des différences très-considérables au delà de ces points fixes, si les enveloppes de ces thermomètres ne sont pas formées avec des verres de même nature. Dans le cas où les verres des réservoirs présentent la même composition chimique, il peut encore y avoir des différences de marche très-sensibles dans les instruments, suivant la manière dont les réservoirs ont été travaillés à la lampe d'émailleur, l'état moléculaire du verre subissant, pendant ce travail, des altérations très-notables.

Le thermomètre à mercure, tel qu'il a été construit jusqu'ici, manque donc à une des conditions les plus essentielles que l'on doive exiger d'un appareil de mesure : il ne peut pas être toujours reproduit dans un état identique ; et les divers instruments de la même espèce sont rarement comparables entre eux au delà des points fixes de leurs échelles.

Les physiciens avaient cru reconnaître que tous les gaz se

dilatent exactement de la même fraction de leur volume à 0°, lorsqu'on les porte de la température de 0° à la température de 100°. Cette loi si remarquable par sa simplicité les a naturellement portés à penser que la dilatation des gaz devait présenter des rapports plus simples avec les quantités de chaleur, que les dilatations des corps solides et liquides. Quelques-uns, plus hardis, en ont même conclu que les dilatations des gaz devaient être rigoureusement proportionnelles aux quantités de chaleur, et que le thermomètre à gaz était le véritable thermomètre normal, auquel tous les phénomènes de la chaleur doivent être rapportés.

On sait maintenant que cette grande simplicité dans les lois de la dilatation des gaz, est loin d'exister. J'ai fait voir dans le mémoire sur la dilatation des gaz, page 119, que non-seulement les différents gaz n'ont pas le même coefficient de dilatation, mais encore que pour le même gaz, ce coefficient varie avec sa densité. Les indications des thermomètres à gaz, ainsi que celles des autres thermomètres, ne doivent donc être considérées que comme des fonctions plus ou moins compliquées des quantités de chaleur.

Mais les thermomètres à gaz présentent sur le thermomètre à mercure, et en général sur les thermomètres formés par les substances solides et liquides, un avantage qui tient à la grandeur de la dilatation de la substance thermométrique. Dans un thermomètre quelconque, formé par une substance liquide ou gazeuse, les indications de l'instrument dépendent de la dilatation de cette substance, et de celle de l'enveloppe. Or, la dilatation du mercure n'est guère que sept fois plus grande que celle du verre qui le renferme; les variations

que l'on remarque dans la loi de dilatation des différentes espèces de verre, forment donc des fractions très-sensibles des dilatations apparentes du mercure, et influent par suite d'une manière notable sur les indications de l'instrument. Dans le thermomètre à gaz, au contraire, la dilatation du gaz étant cent soixante fois plus grande que celle du verre, les variations dans la loi de dilatation des diverses espèces de verre, n'influent plus sensiblement sur les indications de l'appareil, et n'empêchent pas les instruments d'être comparables.

Si donc nous voulons profiter de cette importante propriété, et adopter le thermomètre à gaz comme thermomètre normal, il nous faudra étudier plusieurs questions importantes, afin de fixer les conditions dans lesquelles cet instrument restera comparable.

Le présent mémoire a pour objet l'étude des divers procédés que l'on a imaginés pour mesurer les températures dans les expériences qui exigent une grande précision. Je le diviserai en trois parties :

Dans la première partie, je m'occuperai du thermomètre à gaz;

Dans la seconde, je traiterai du thermomètre à mercure;

Enfin dans la troisième, je parlerai de la mesure des températures au moyen des courants thermo-électriques.

PREMIÈRE PARTIE.

Des Thermomètres à gaz.

Lorsqu'un gaz renfermé dans une enveloppe mathématiquement élastique est soumis à une élévation de température, son volume augmente et le gaz conserve la même force élastique. Mais on peut empêcher cette dilatation du gaz, en exerçant sur toute la surface de l'enveloppe une pression convenable, plus grande que celle qu'elle supportait primitivement ; le gaz conserve dans ce cas le même volume, mais sa force élastique est devenue plus considérable.

On conçoit, d'après cela, qu'il y a deux manières d'employer un gaz comme substance thermométrique. On peut mettre le gaz dans des conditions telles, que la pression qui le maintient reste constante, et observer son augmentation de volume; ou forcer le gaz à rester dans le même volume, et observer l'augmentation de sa force élastique. Ces deux circonstances constituent, pour ainsi dire, deux instruments distincts, et il convient de les examiner séparément.

Première méthode. Pour qu'un thermomètre à gaz réalisât les conditions prescrites par cette méthode, et qui sont à peu près celles qui se trouvent dans le thermomètre à mercure, il faudrait que le gaz, restant toujours soumis à la même pression, pût se dilater librement dans un réservoir calibré, maintenu partout à la même température. Or ces conditions

sont impossibles à remplir dans la pratique, au moins si l'appareil doit être exposé à de hautes températures.

On est obligé de composer le thermomètre à gaz d'un réservoir A, pl. II, *fig.* 16, que l'on expose à la température que l'on veut mesurer, et d'un tube calibré *cd* réuni au réservoir A au moyen d'un tube capillaire *abc*, qui éloigne le tube *cd* de l'enceinte dont on veut connaître la température. Le tube calibré *cd* remplit les fonctions de la tige divisée du thermomètre à mercure, et sert à recueillir le gaz que l'élévation de température chasse du réservoir A; ce tube est d'ailleurs maintenu à une température constante peu différente de celle de l'air ambiant. A un moment quelconque de l'expérience, le gaz renfermé dans l'appareil se compose de deux parties : la première qui occupe le réservoir A, se trouve à la température cherchée x; la seconde, recueillie dans le tube *cd*, se trouve à la température ambiante t. Ces deux portions de gaz supportent la même pression, que l'on peut d'ailleurs rendre aussi rapprochée que l'on veut de la pression atmosphérique.

Soit V le volume du réservoir A, à la température de 0°, k le coefficient de dilatation cubique moyen du réservoir depuis 0° jusqu'à la température x;

α le coefficient de dilatation du gaz, que l'on suppose constant.

Le réservoir A étant placé dans la glace fondante, je suppose que l'air du thermomètre occupe un volume v dans le tube divisé *cd*, et que sa force élastique soit H. Soit δ la densité du gaz à 0° et sous la pression de 760 millimètres, le poids du gaz sera exprimé par :

$$\left(V + \frac{v}{1+\alpha t}\right)\delta . \frac{H}{760}.$$

Le réservoir étant maintenant exposé à la température x, l'air occupera dans le tube cd un volume v', et le poids du gaz se trouvera exprimé par :

$$\left(V\frac{1+kx}{1+\alpha x}+v'\frac{1}{1+\alpha t}\right)\delta\cdot\frac{H'}{760},$$

H' différant très-peu de H.

On aura donc

$$\left(V+\frac{v}{1+\alpha t}\right)\frac{H}{H'}=V\frac{1+kx}{1+\alpha x}+\frac{v'}{1+\alpha t}. \qquad (1)$$

Cette équation permettra de calculer x.

La disposition que nous venons de décrire a été employée par M. Pouillet dans son pyromètre à air (*Traité de physique*, t. I, p. 266) ; je l'ai employée moi-même dans la cinquième série des expériences que j'ai faites pour déterminer les coefficients de dilatation des gaz. (*Voyez* page 59.) Elle présente un inconvénient très-grave quand l'appareil est destiné à mesurer des températures élevées ; on conçoit, en effet, que dans ce cas la plus grande partie de l'air se trouve dans le tube calibré cd, et qu'il n'en reste plus qu'une portion très-petite dans le réservoir proprement dit, de sorte que la partie qui sortira maintenant par une nouvelle élévation de température sera très-petite et se mesurera difficilement dans le tube calibré avec une précision suffisante.

Si la température x s'élève de dx, le volume v' deviendra $v'+dv'$, et l'on déduit de l'équation (1)

$$\frac{1}{V}\frac{1}{1+\alpha t}\cdot\frac{dv'}{dx}=\alpha\frac{1+kx}{(1+\alpha x)^2}-k\frac{1}{1+\alpha x}.$$

Ainsi dv', qui représente la sensibilité de l'appareil, varie à peu près en raison inverse du carré de $(1+\alpha x)$.

Cette circonstance m'a fait rejeter cette disposition de l'appareil pour thermomètre à air.

Deuxième méthode. — Dans la seconde méthode, on maintient le gaz constamment sous le même volume, et l'on détermine les forces élastiques qu'il présente dans les différentes circonstances. D'après les variations survenues dans les forces élastiques, on peut calculer, en se fondant sur la loi de Mariotte, les dilatations que le gaz aurait éprouvées, si la pression avait été maintenue constante.

Les appareils fondés sur cette seconde méthode sont beaucoup plus commodes à manier, et donnent une précision plus grande que les appareils construits d'après la première ; ils ont d'ailleurs l'avantage de présenter autant de sensibilité dans les hautes températures que dans les basses. En plaçant dans ces appareils de l'air sous la pression de l'atmosphère, lorsque le réservoir est enveloppé de glace fondante, on est sûr d'obtenir toujours des instruments rigoureusement comparables.

Cependant, si l'on veut mesurer des températures très-élevées, par exemple, si l'appareil doit servir comme pyromètre à air, la force élastique du gaz intérieur devenant très-considérable, il est à craindre que l'enveloppe ne subisse une déformation permanente sous l'influence de cette grande pression intérieure. On remédie à cet inconvénient, en introduisant dans l'appareil, de l'air sous une pression initiale plus faible que celle de l'atmosphère, lorsque le réservoir est à 0°. On peut, de cette manière, maintenir les forces élastiques entre des limites aussi resserrées que l'on veut. Il est clair, d'ailleurs, que l'appareil devient d'autant moins sensible que la force élastique du gaz à zéro degré est plus faible. Mais comme la

mesure des forces élastiques se fait avec une précision extrême, les indications de l'appareil présenteront encore une exactitude suffisante dans le plus grand nombre de cas, lors même que la pression initiale du gaz à 0° ne serait que de $\frac{1}{4}$ d'atmosphère.

Mais ici il se présente une question très-importante : *Des thermomètres à air, chargés avec de l'air à des densités très-différentes, sont-ils comparables entre eux?* En d'autres termes, ces instruments marchent-ils d'accord à toutes les températures, lorsqu'on a fait accorder leurs échelles à 0° et à 100°? Nous avons vu plus haut, page 110, que la valeur absolue du coefficient de dilatation d'un gaz change très-notablement avec sa densité; il s'agit de savoir si la différence de densité n'amènera pas en outre des différences sensibles dans la loi de dilatation. Il est absolument indispensable de décider cette question, pour fixer les conditions dans lesquelles les thermomètres à air devront être établis, pour rester comparables entre eux.

Je me suis proposé une seconde question non moins importante que la première : *Des thermomètres à gaz, chargés avec des gaz de nature différente, marchent-ils d'accord entre eux, lorsqu'ils ont été réglés pour les points fixes de* 0° *et de* 100°?

L'appareil que j'ai employé dans ces recherches est représenté pl. II, *fig.* 13, 14 et 15. Il consiste essentiellement en deux thermomètres à gaz placés l'un à côté de l'autre dans une même chaudière.

Chacun de ces thermomètres se compose d'un ballon en cristal A, de 7 à 800 centimètres cubes de capacité, terminé par un tube capillaire recourbé *au*, et d'un appareil manométrique *bcde*. Les deux ballons sont maintenus l'un à côté de

l'autre, au moyen de fils de cuivre, sur un support métallique *mnpq*, *m'n'p'q'*. Ce support se compose de deux plaques en laiton *m'n'p'q'*, découpées en losange (*fig.* 15), maintenues par deux tiges en fer *tt'*, *tt'*, *fig.* 13, qui sont fixées d'une manière invariable au couvercle de la chaudière; les plaques *m'n'p'q'* sont percées de deux trous par lesquels passent les tiges des thermomètres à air, et de deux autres trous suivant une direction rectangulaire, qui sont traversés par les tiges de deux thermomètres à mercure à poids T et T'.

Le couvercle MM' de la chaudière est attaché au moyen de vis à un support en fonte à équerre *ss's''* qui est fixé lui-même le long d'une cloison très-solide PP'. La chaudière en cuivre MNN'M' vient s'attacher au couvercle au moyen de boulons à vis, et on peut la placer et l'enlever à volonté, sans ébranler le support sur lequel les thermomètres sont disposés.

L'appareil manométrique (*fig.* 14) se compose de deux tubes de verre *bc* et *de* de 12 à 14 millimètres de diamètre intérieur, mastiqués dans une pièce en fonte à robinet *crd*. La figure 14 *b* représente une coupe de cette pièce; on voit que le robinet est construit de telle manière, qu'en le tournant convenablement, on peut à volonté : établir la communication entre les deux tubes *bc*, *de*, ou faire couler le mercure du tube *bc* tout seul, ou faire couler celui de *de*, ou enfin intercepter à la fois la communication du tube *bc* avec le tube *de* et avec l'ouverture *o*. Les manomètres sont fixés sur l'autre face de la cloison PP'.

La réunion des tubes capillaires *au* du réservoir à air avec le tube capillaire *bu* du manomètre se fait en amenant ces tubes exactement au contact par leurs sections, et masti-

quant, par-dessus les deux tubes qui ont le même diamètre, une petite tubulure en laiton qui passe exactement à frottement. La tubulure en laiton *uvz* porte un appendice rectangulaire *z* dans lequel on mastique un tube capillaire *zx* qui sert à mettre l'appareil en communication avec une pompe pneumatique, au moyen de laquelle on peut dessécher l'intérieur de l'appareil et introduire les différents gaz sur lesquels on veut opérer.

La chaudière doit renfermer de l'huile qui sera constamment agitée pour maintenir une température uniforme dans tout le bain. L'agitateur est formé par deux plaques en laiton fg, $f'g'$ découpées en croissant et fixées aux extrémités de deux tringles en fer ij, $i'j'$ qui sont réunies à la partie supérieure par une traverse jj'. Ces tringles passent par des ouvertures ménagées dans le couvercle de la chaudière; les godets v et v' sont destinés à recueillir l'huile, que les tringles emportent dans leur mouvement ascendant, et empêchent cette huile de se répandre sur le couvercle.

Un fourneau en terre EDE'D' se place au-dessous de la chaudière, et peut être enlevé, sans que l'on ait besoin de toucher à celle-ci. Un manchon en tôle FEE'F' enveloppe la chaudière et s'oppose au refroidissement des parois.

Voici maintenant la manière d'opérer :

On commence par dessécher complétement les appareils. A cet effet, on fait passer un peu de mercure dans le tube *bc*, et l'on tourne le robinet *r* de manière à ce qu'il n'y ait communication du tube *bc*, ni avec le tube *de*, ni avec l'ouverture *o*; puis on met le tube *zx* en communication avec une pompe aspirante munie de plusieurs tubes remplis de pierre ponce imbibée d'acide sulfurique concentré, qui sont destinés

à absorber l'humidité. On fait le vide un grand nombre de fois, et on laisse rentrer chaque fois l'air très-lentement. Pour être sûr que la dessiccation est complète, on maintient les ballons chauffés à 50 ou 60°. On sépare maintenant la pompe, mais on laisse les tubes ouverts zx, $z'x'$ en communication avec un tube desséchant.

Je suppose que l'on veuille comparer la marche d'un thermomètre à air chargé d'air ayant la force élastique de $0^m,760$ environ à la température de 0°, avec la marche d'un thermomètre rempli d'air ayant une force élastique moindre.

On enveloppera les deux ballons de glace fondante, puis le robinet r étant tourné dans la position où la communication existe entre les deux colonnes bc, de, on verse du mercure dans le manomètre, de façon à affleurer le sommet de la colonne à un trait de repère α tracé sur le tube bc, très-près de son extrémité supérieure; les deux colonnes de mercure sont nécessairement de niveau, puisque l'appareil communique librement avec l'atmosphère par le tube zx.

On fait au contraire un vide partiel dans le ballon A', et on juge de la raréfaction de l'air par la différence de niveau des colonnes dans le manomètre $b'c'd'e'$; quand cette raréfaction est convenable, on ferme l'appareil, en fondant à la lampe le tube $z'x'$. On verse maintenant du mercure dans le manomètre, de manière à affleurer le ménisque au repère α'.

La détermination des forces élastiques des gaz renfermés dans les deux thermomètres à air, se fait au moyen de quatre cathétomètres placés en avant des manomètres sur un support inébranlable. Chacun de ces instruments est destiné à suivre le ménisque du mercure dans l'un des quatre tubes; de sorte que les positions des quatre ménisques sont relevées

simultanément, et pour en conclure la différence de hauteur des deux colonnes renfermées dans les deux tubes d'un même manomètre, il suffit de relever avec les deux cathétomètres le même repère α de ce manomètre.

Les ballons étant dans la glace fondante, on détermine la différence de niveau h_1 des colonnes de mercure du thermomètre A', la hauteur du baromètre H, et l'on ferme à la lampe l'extrémité du tube zx qui faisait communiquer le thermomètre A avec l'atmosphère. Les forces élastiques de l'air sont donc, à la température de 0° :

Pour le ballon A....... H,
Pour le ballon A'....... $H - h_1$.

Soient V et W les capacités des deux ballons à 0°, v et w les volumes des petites quantités d'air renfermées dans les tubes bc, $b'c'$, depuis les courbures b, b' jusqu'aux repères α, α';

t la température indiquée par le thermomètre θ ;

v' et w' la capacité des tubes thermométriques ab, $a'b'$, y compris les appendices zx, $z'x'$;

t' la température indiquée par un thermomètre placé entre les tubes ab, $a'b'$ à la même distance de la chaudière que les tubulures zuw,

Enfin δ la densité de l'air à 0° et sous la pression de 0m,760, α, α_1 les coefficients de dilatation de l'air pour une force élastique initiale H et $H - h_1$.

Nous aurons l'expression suivante pour le poids de l'air qui remplit le thermomètre A :

$$\left(V + \frac{v}{1 + \alpha t} + \frac{v'}{1 + \alpha t'}\right)\delta . \frac{H}{760};$$

et pour le poids de l'air qui remplit le thermomètre A',

$$\left(W + \frac{w}{1+\alpha_1 t} + \frac{w'}{1+\alpha_1 t'}\right)\delta . \frac{H - h_1}{760}.$$

Les points de départ des thermomètres se trouvent ainsi fixés.

Pour étudier la marche des thermomètres dans les températures élevées, on met en place la chaudière pleine d'huile, on la fixe à son couvercle au moyen des écrous, et l'on dispose le fourneau comme le représente la *fig.* 13.

On chauffe le bain d'huile jusqu'à ce que l'on approche de la température à laquelle on veut comparer les deux instruments, on ferme alors plus ou moins les ouvreaux du fourneau, et l'on maintient l'huile dans une agitation continuelle; en même temps on ajuste les thermomètres à air, c'est-à-dire que l'on verse du mercure dans les manomètres de manière à amener l'affleurement des ménisques aux repères α et α'. La température ne monte plus que très-lentement, on suit à la fois la marche des quatre ménisques dans les lunettes des cathétomètres, et lorsque ces ménisques sont tout à fait stationnaires, on arrête les quatre lunettes simultanément, à un signal donné par l'un des observateurs; on relève le baromètre H' et on note les températures t et t'. On inscrit ensuite les indications des quatre cathétomètres, et pour pouvoir en déduire les différences des hauteurs h' et h'_1 des colonnes de mercure, il suffit de relever le repère α avec les deux cathétomètres qui suivent le manomètre *bcde*, et le repère α' avec les deux cathétomètres qui visent sur le manomètre *b'c'd'e'*.

Les poids des gaz sont évidemment maintenant pour le thermomètre A :

$$\left(V\frac{1+kx}{1+\alpha x} + \frac{v}{1+\alpha t} + \frac{v'}{1+\alpha t'}\right)\delta . \frac{H'+h'}{760};$$

pour le thermomètre A' :

$$\left(W\frac{1+kx}{1+\alpha_1 x}+\frac{w}{1+\alpha_1 t}+\frac{w'}{1+\alpha_1 t'}\right)\delta_1\frac{H'\pm h''}{760};$$

On a donc les équations :

$$\left(V+\frac{v}{1+\alpha t}+\frac{v'}{1+\alpha t'}\right)H=\left(V\frac{1+kx}{1+\alpha x}+\frac{v}{1+\alpha t}+\frac{v'}{1+\alpha t'}\right)(H'+h'),$$

$$\left(W+\frac{w}{1+\alpha_1 t}+\frac{w'}{1+\alpha_1 t'}\right)(H-h_1)=\left(W\frac{1+kx}{1+\alpha_1 x}+\frac{w}{1+\alpha_1 t}+\frac{w'}{1+\alpha_1 t'}\right)(H'\pm h'').$$

On déduira de ces deux équations les valeurs de x, c'est-à-dire la température donnée par chaque instrument; et l'on s'assurera si les valeurs de x sont les mêmes, ou si elles sont différentes.

Il est essentiel, dans cette manière d'opérer, de chercher à obtenir des températures aussi longtemps stationnaires que possible; on y arrive en élevant la température très-lentement au moment où elle approche du point maximum où l'on veut faire des observations, ce qui s'obtient facilement en réglant convenablement les ouvreaux du fourneau. Pour plus de certitude dans les hautes températures, il convient même de faire osciller ce maximum; c'est-à-dire, on n'observe pas au premier maximum et on attend que les thermomètres à mercure indiquent la période descendante, on ouvre aussitôt les ouvreaux du fourneau; bientôt la période ascendante se manifeste, on ferme alors les ouvreaux pour atteindre un second maximum, après lequel la période descendante se manifeste de nouveau. Avec un peu d'habitude on parvient facilement à obtenir ainsi successivement plusieurs maxima qui ne diffèrent pas de 1°, et l'on peut faire des observations à chacun de ces maxima, ou seulement au dernier, et s'assurer que les divers instruments

ne sont pas en retard les uns sur les autres. Cette précaution est surtout indispensable, quand on fait la comparaison du thermomètre à air avec le thermomètre à mercure.

J'ai supposé, dans ce qui précède, que le mercure affleurait toujours exactement aux repères α et α', au moment des observations; il serait très-difficile de satisfaire rigoureusement à cette condition, mais cela est inutile. Il suffit d'amener les ménisques dans le voisinage des repères avant de procéder aux mesures; et comme les observations donnent immédiatement les distances des ménisques aux repères, il est facile de déterminer par le calcul les volumes v et w occupés par l'air dans les tubes bc, $b'c'$, pourvu que l'on ait exécuté préalablement un jaugeage de ces tubes dans le voisinage des repères, opération que le robinet à trois voies r rend très-facile.

Les expériences sont conduites exactement de la même manière, lorsque l'on veut comparer la marche du thermomètre à air avec celle d'un thermomètre rempli d'un autre gaz.

J'ai voulu comparer également la marche d'un thermomètre à air chargé avec de l'air ayant une force élastique initiale de 760 millimètres environ à 0°, à la marche d'un thermomètre semblable rempli d'air ayant une densité beaucoup plus grande. Mais je n'ai pas osé faire ces expériences dans les mêmes ballons, parce que ceux-ci étaient trop minces et auraient pu éclater sous la pression intérieure. J'ai disposé deux ballons de cristal parfaitement semblables et ayant environ 2 ou 3 millimètres d'épaisseur de paroi. Ces ballons ont une capacité un peu plus petite que les premiers, ils ne renferment que 600 centimètres cubes environ.

Pour introduire dans le ballon A' de l'air sous une pres-

sion plus grande que celle de l'atmosphère, et fermer ensuite l'appareil hermétiquement, j'ai eu recours à un artifice particulier que j'avais déjà employé dans mes expériences sur le coefficient de dilatation des gaz comprimés, et qui est décrit dans le premier mémoire, page 101.

Nous avons vu plus haut que deux thermomètres à mercure à poids sont disposés dans l'appareil à côté des thermomètres à air; j'ai profité des mêmes expériences pour faire la comparaison du thermomètre à air avec les thermomètres à mercure formés par des verres différents; les résultats de ces expériences doivent trouver place dans la seconde partie de ce mémoire. Nous n'en parlerons pas ici.

Comparaison du thermomètre à air normal avec des thermomètres renfermant de l'air ayant des densités différentes.

J'ai réuni, dans les deux tableaux suivants, les résultats des expériences qui ont été faites sur la comparaison des thermomètres à air chargés avec de l'air de densités différentes. Le thermomètre A, chargé d'air avec une force élastique initiale de 760^{mm} environ à 0°, sert de terme de comparaison; je l'appellerai le *thermomètre normal*. Dans le tableau nº I, le thermomètre A' est chargé d'air sous des pressions initiales plus faibles que 760^{mm}. Dans le tableau nº II, au contraire, le thermomètre A' renferme de l'air sous une pression initiale à peu près double.

Ces tableaux ne demandent pas d'explications particulières, il suffit de remarquer que $\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$ remplace $\frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t} + \frac{v'}{V}\frac{1}{1+\alpha t'}$.

THERMOMÈTRE A AIR A.			THERMOMÈTRE A AIR A'.			DIFFÉRENCES A—A'.
H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	
762,75	0,001128	0°	583,07	0,001380	0°	0,
1027,01	0,001057	95,57	785,21	0,001400	95,57	0,00
1192,91	0,001374	155,99	911,78	0,001595	155,82	+0,17
1346,99	0,001382	212,25	1030,48	0,001390	212,27	−0,02
1421,77	0,001064	239,17	1086,76	0,001470	239,21	−0,04
1534,17	0,001754	281,07	1173,28	0,001640	280,85	+0,22
1696,86	0,000855	339,68	1296,72	0,001063	339,39	+0,29
			Somme des différences positives			0,68
			id.	id.	négatives	0,06
		2e SÉRIE.				
762,75	0,001128	0°	552,97	0,001072	0,	
1253,89	0,001213	178,07	908,79	0,001221	177,85	+0°22
1386,52	0,001647	226,83	1005,59	0,001440	226,71	+0,12
			Somme des différences positives			0,34
			id.	id.	négatives	0,00
		3e SÉRIE.				
762,75	0,001128	0,	438,13	0,001124	0,	0,
1327,46	0,001064	204,60	762,38	0,000942	204,43	+0,17
1364,93	0,001288	218,46	783,72	0,001351	218,33	+0,13
1402,00	0,001312	232,00	805,66	0,001075	232,05	−0,05
1518,97	0,001163	274,64	872,01	0,001320	274,37	+0,27
1559,43	0,001473	289,83	895,75	0,001399	289,75	+0,08
1618,87	0,001255	311,36	929,60	0,001410	311,38	−0,02
			Somme des différences positives			0,65
			id.	id.	négatives	0,07

Dans la première série, le thermomètre A′ renfermait de l'air sous une pression initiale de 583^{mm}. Cette pression était de 553^{mm} dans la seconde série, et de 438^{mm} dans la troisième; tandis que le thermomètre A renfermait de l'air sous la pression initiale de 762,75. Malgré ces grandes différences de densité, le thermomètre A′ a toujours marché sensiblement d'accord avec le thermomètre A; car les plus grandes différences ne s'élèvent pas à plus de 2 à 3 dixièmes de degré. On remarque néanmoins que la somme des différences positives l'emporte de beaucoup sur la somme des différences négatives : ce qui semble annoncer que le thermomètre A′ est réellement un peu en retard sur le thermomètre A. Mais cette circonstance s'explique d'une autre manière. Les températures ont été calculées pour les thermomètres A et A′, en admettant le même coefficient de dilatation $\alpha = 0{,}003665$, parce que dans cette hypothèse les deux thermomètres marquent la même température à 95°,57. Or, ce coefficient diminue réellement avec la pression, même pour l'air atmosphérique. (Voyez le *Mémoire sur la dilatation des gaz*, 3e partie, p. 100 et 109.) De sorte que si l'on admet $\alpha = 0{,}003665$ pour l'air ayant une pression initiale de 760^{mm}, il faut supposer α' un peu plus petit pour l'air ayant une pression initiale moindre. Mais la différence est tellement petite qu'il est à peu près impossible de la déterminer avec certitude par l'expérience.

En supposant $\alpha' = 0{,}0036632$, on obtient un accord encore plus parfait dans la marche des deux thermomètres. On a en effet dans ce cas :

1re *série.*

Thermomètre A.	Thermomètre A'.	Différence A — A'.
o	o	o,
95°,57	95,61	— 0,04
155,99	155,88	+ 0,09
212,25	212,36	— 0,11
239,17	239,32	— 0,15
281,07	280,99	+ 0,08
339,68	339,56	+ 0,12
Somme des différences positives.		0,29
id. *id.*	négatives.	0,30

2e *série.*

o	o	o
178,07	177,94	+ 0,13
226,83	226,83	0,00
Somme des différences positives.		0,13
o	o	o,
204,60	204,53	+ 0,07
218,46	218,44	+ 0,02
232,00	232,16	— 0,16
274,64	274,51	+ 0,13
289,83	289,90	— 0,07
311,36	311,53	— 0,17
Somme des différences positives.		0,22
id. *id.*	négatives.	0,40

Dans les expériences du tableau suivant n° II, on a posé le coefficient de dilatation de l'air comprimé du thermomètre A' = 0,003667, parce que ce nombre fait accorder les deux thermomètres à la température de 105°.

THERMOMÈTRE A AIR A.			THERMOMÈTRE A AIR A′.			DIFFÉRENCES A—A′.
H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	
750,91	0,002340	0	1486,58	0,001560	0°	
1038,64	0,001880	105,55	2056,44	0,001300	105,53	+0°02
1038,73	0,001899	105,59	2056,62	0,001322	105,57	+0,02
1037,35	0,001778	105,03	2054,38	0,001110	105,04	—0,01
1174,40	0,002081	155,80	2325,86	0,001400	155,76	+0,04
1175,31	0,002150	156,18	2327,62	0,001555	156,19	—0,01
1314,94	0,002414	208,15	2601,99	0,002197	208,01	+0,14
1315,47	0,002442	208,38	2602,96	0,002246	208,23	+0,15
1451,76	0,002196	258,85	2877,21	0,001201	258,69	+0,16
1452,00	0,002218	259,42	2877,76	0,001247	259,29	+0,13
1452,19	0,002237	259,50	2878,18	0,001288	259,41	+0,09
1602,35	0,002100	314,91	3171,19	0,001877	314,74	+0,17
1602,58	0,002121	315,02	3171,59	0,001906	314,85	+0,17
1627,01	0,002163	324,04	3221,30	0,001874	324,01	+0,03
1627,59	0,002221	324,33	3222,35	0,001944	324,30	+0,03
Somme des différences positives...						1,15
id. id. négatives...						—0,02

On voit encore ici que les deux thermomètres marchent sensiblement d'accord, bien que l'air du thermomètre A′ ait une densité double de celle de l'air renfermé dans le thermomètre A. Cependant les différences étant toutes positives, on est porté à penser que le thermomètre renfermant l'air comprimé se met un peu en retard sur le thermomètre normal A.

Mais il suffirait de diminuer d'une très-petite quantité le coefficient de dilatation $\alpha'=0,003667$, et de poser $\alpha'=0,003666$ pour faire disparaître la différence ; il convient d'ailleurs de

remarquer que le coefficient de dilatation apparent α' est un peu trop petit, ainsi que toutes les forces élastiques observées sur le thermomètre A'; parce que le ballon A' subit maintenant, par l'effet de la pression intérieure, une augmentation sensible de capacité. Si l'on suppose, en effet, que le ballon A' subisse une augmentation de capacité = 0,000044 sous une augmentation de pression de 1^{m} de mercure, comme nous l'avons trouvée sur un ballon semblable dans le premier mémoire (page 107); et si l'on fait entrer ce nouvel élément dans le calcul des températures du thermomètre A', on reconnaît que les différences positives disparaissent, et l'on obtient un accord encore plus parfait entre les deux instruments.

On peut donc conclure avec toute certitude, des expériences précédentes : *que le thermomètre à air est un instrument parfaitement comparable, lors même qu'on le charge avec de l'air ayant des densités différentes.* Car, lorsque la force élastique initiale de l'air varie depuis 438^{mm} jusqu'à 1486^{mm}, on n'aperçoit pas encore de différence sensible dans la marche de l'instrument; et il est peu probable que ces limites soient dépassées dans la construction d'un thermomètre à air. On voit également qu'entre ces mêmes limites de force élastique initiale, on peut supposer, sans erreur notable, le coefficient de dilatation de l'air constant et égal à 0,003665.

Comparaison du thermomètre à air normal avec le thermomètre à gaz hydrogène.

Le tableau suivant renferme les expériences qui ont été faites sur un thermomètre à air et sur un thermomètre rem-

pli de gaz hydrogène. Les deux gaz ont une force élastique initiale de 754 millimètres à 0°.

Les coefficients de dilatation adoptés sont :

Pour l'air atmosphérique $\alpha = 0{,}003665$

Pour le gaz hydrogène $\alpha' = 0{,}003652$

THERMOMÈTRE A AIR A.			THERMOM. A GAZ HYDROG. A'.			DIFFÉRENCES A—A'.
H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	
754,22	0,000972	0°	754,48	0,001073	0	
1061,32	0,001230	112,37	1060,65	0,001010	112,25	+0,12
1141,87	0,000920	141,75	1141,23	0,001037	141,91	—0,16
1261,09	0,001040	185,66	1260,51	0,000870	185,78	—0,12
1259,70	0,001109	185,21	1258,60	0,001139	185,29	—0,08
1325,69	0,001020	209,45	1324,50	0,000980	209,51	—0,06
1378,73	0,000900	228,87	1376,81	0,001030	228,88	—0,01
1508,75	0,001341	277,42	1506,97	0,001250	277,41	+0,01
1636,25	0,001840	325,40	1633,28	0,001850	325,21	+0,19
			Somme des différences positives...			0,32
			id. id. négatives...			0,43

L'accord entre les deux instruments est aussi parfait qu'on peut le désirer.

Comparaison du thermomètre à air normal avec un thermomètre à gaz acide carbonique.

J'ai fait deux séries d'expériences sur la comparaison de ces deux thermomètres : dans les deux séries l'air a une force élastique initiale de 742mm ; mais dans la première la force élastique initiale du gaz acide carbonique est de

741^{mm}, tandis que dans la seconde elle n'est plus que de 464^{mm}.

Dans la première série, les températures du thermomètre A' ont été calculées en posant $\alpha' = 0,003695$
dans la seconde on a posé $\alpha' = 0,003682$

THERMOMÈTRE A AIR A.			THERMOM. A ACIDE CARBON. A'.			DIFFÉRENCES A—A'.
H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	
742,24	0,001279	0	741,19	0,000929	0	
1018,98	0,001011	102,63	1019,64	0,001076	102,73	—0,10
1100,74	0,001259	133,18	1102,54	0,000968	133,41	—0,23
1171,78	0,001253	159,78	1174,30	0,001009	160,00	—0,22
1239,56	0,001244	185,11	1242,52	0,001217	185,48	—0,37
1307,76	0,001277	210,69	1311,12	0,000958	210,80	—0,11
1389,37	0,001337	241,37	1393,13	0,001063	241,44	—0,07
1458,27	0,001410	267,35	1462,65	0,001133	267,45	—0,10
1541,68	0,000989	298,78	1547,36	0,000940	298,86	—0,08
1605,66	0,001276	322,80	1611,33	0,001008	322,91	—0,11
			2e SÉRIE.			
742,26	0,001286	0	463,82	0,000989	0	
1034,34	0,001333	108,52	647,11	0,000932	108,39	+0,13
1234,00	0,001366	183,12	772,86	0,000962	183,15	—0,03
1230,83	0,001241	181,84	770,53	0,001070	181,85	—0,01
1375,75	0,001191	236,09	860,92	0,001218	235,93	+0,16
1564,65	0,001579	307,62	980,94	0,001049	307,66	—0,04
			Somme des différences positives...			0,29
			id. id. négatives...			0,08

Les deux thermomètres à acide carbonique ont encore marché sensiblement d'accord avec le thermomètre à air.

Comparaison du thermomètre à air normal avec le thermomètre à gaz acide sulfureux.

Deux séries d'expériences ont été faites sur la comparaison de ces deux thermomètres : dans la première les deux gaz avaient à peu près la même force élastique initiale ; dans la seconde, la force élastique initiale du gaz acide sulfureux était notablement plus faible.

On a admis dans la première série $\alpha' = 0{,}003825$
Et dans la seconde $\alpha' = 0{,}003794$

THERMOMÈTRE A AIR A.			THERMOM. A ACIDE SULFUR. A'.			DIFFÉRENCES A—A'.
H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	H_0	$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$	T	
762,17	0,001141	0	751,47	0,001044	0°	
1033,58	0,001123	98,12	1030,75	0,001104	98,12	0,00
1018,46	0,001254	92,63	1015,43	0,001121	92,63	0,00
1045,46	0,001228	102,45	1042,87	0,001117	102,38	+0,07
1273,75	0,001122	185,42	1274,22	0,001215	184,20	+1,22
1470,44	0,001058	257,17	1474,20	0,000978	254,93	+2,16
1586,58	0,001260	299,90	1592,87	0,001053	297,18	+2,72
1614,33	0,001405	310,31	1620,90	0,001189	307,41	+2,98
		2ᵉ SÉRIE.				
762,38	0,001108	0	588,70	0,000856	0	
1032,07	0,001100	97,56	804,21	0,001009	97,56	0,00
1141,54	0,001167	137,24	890,70	0,001100	136,78	+0,46
1301,33	0,001192	195,42	1016,87	0,001102	194,21	+1,21
1391,07	0,001190	228,16	1088,08	0,000959	226,59	+1,57
1394,41	0,001191	229,38	1089,98	0,001158	227,65	+1,73
1480,09	0,001301	260,84	1157,88	0,001195	258,75	+2,09
1643,85	0,001148	320,68	1286,93	0,001036	317,73	+2,95

Nous trouvons ici des différences de marche très-notables entre les deux instruments; le thermomètre à acide sulfureux se met en retard sur le thermomètre à air, à partir de 100°, et les différences croissent régulièrement avec la température.

Le coefficient de dilatation moyen du gaz acide sulfureux diminue donc d'une manière très-marquée avec la température mesurée sur le thermomètre à air. Car, d'après la première série du tableau précédent, nous trouvons pour la valeur de ce coefficient moyen pour chaque degré centigrade

de 0 à	98°,12	0,0038251
	102,45	0,0038225
	185,42	0,0037999
	257,17	0,0037923
	299,90	0,0037913
	310,31	0,0037893

La variation du coefficient de dilatation réel est encore beaucoup plus considérable.

Les principales conclusions que l'on peut déduire de ces recherches, sont les suivantes :

1° L'air atmosphérique suit la même loi de dilatation depuis 0° jusqu'à 350°, lors même que sa force élastique initiale à 0° varie depuis $0^m,400$ jusqu'à $1^m,300$. Ainsi, dans la construction d'un thermomètre à air, on n'aura pas à se préoccuper de la densité de l'air introduit, *les instruments seront comparables, quelle que soit cette densité.*

2° L'air atmosphérique, le gaz hydrogène et l'acide carbonique possèdent, entre 0° et 350°, sensiblement la même loi

de dilatation, bien que leurs coefficients de dilatation soient notablement différents. Ainsi des thermomètres construits avec ces différents gaz marcheront d'accord, pourvu que l'on calcule les températures avec le coefficient propre à chacun d'eux. Il résulte de là que les coefficients de dilatation de ces gaz présentent sensiblement le même rapport à toutes les températures.

3° Le gaz acide sulfureux s'écarte notablement de la loi de dilatation que présentent les gaz précédents. Le coefficient de dilatation de l'acide sulfureux diminue avec la température prise sur le thermomètre à air.

Il est important de remarquer que dans les expériences que nous venons de décrire, les dilatations relatives des gaz n'ont pas été mesurées directement; elles ont été déduites, par le calcul, de l'observation des forces élastiques que ces gaz présentent aux mêmes températures, leur volume restant constant. Il me paraît très-probable que l'on arriverait à des conclusions semblables à celles que je viens de poser, en mesurant directement, au moyen d'une méthode analogue à celle de la cinquième série de mes expériences sur la dilatation des gaz, page 59, les augmentations de volume que subiraient les différents gaz aux mêmes températures, en conservant des forces élastiques constantes; mais ces expériences ne seraient pas susceptibles de mesures aussi précises; j'en ai donné la raison au commencement de ce mémoire, page 170.

DEUXIÈME PARTIE.

Du Thermomètre à mercure.

Le thermomètre à mercure n'étant pas un instrument comparable au delà des températures qui ont servi à déterminer les points fixes de son échelle, il est clair que l'on ne devra pas s'en servir dans des expériences précises, pour mesurer des températures élevées, et qu'il faudra avoir recours au thermomètre à air. Mais l'emploi de ce dernier appareil est beaucoup plus difficile; il exige des manipulations très-délicates, et il peut se présenter des circonstances dans lesquelles le thermomètre à air devient complétement inapplicable; telle est celle par exemple où l'on aura à déterminer des températures dans des espaces très-rétrécis; il faudra alors se servir nécessairement d'un thermomètre à mercure; mais il conviendra de faire préalablement une comparaison directe de cet instrument avec un thermomètre à air, afin de pouvoir transformer ses indications en celles du thermomètre normal.

Dulong et Petit ont fait les premiers une comparaison du thermomètre à air avec un thermomètre à mercure depuis -36° jusqu'à $+360^\circ$; et ils ont calculé une table au moyen de laquelle on peut transformer les indications de ces deux instruments les unes dans les autres.

Cette table est la suivante :

Températures indiquées par le thermomètre à mercure.	Volumes correspondants d'une même masse d'air.	Températures indiquées par un thermomètre à air, et corrigées de la dilatation du verre.
—36°	0,8650	—36°
0	1,0000	0
100	1,3750	100, »
150	1,5576	148,70
200	1,7389	197,05
250	1,9189	245,05
300	2,0976	292,70
360	2,3125	350,00

On voit clairement dans ce tableau que Dulong et Petit admettent, que l'air, en passant de 0° à 100°, se dilate de 0,375 de son volume pris à 0° ; nous avons vu dans le premier mémoire que cette valeur s'éloigne beaucoup de la vérité. Dulong et Petit ont-ils déterminé par des expériences directes la dilatation de l'air entre 0° et 100°, ou ont-ils admis de confiance le nombre généralement adopté par les physiciens à l'époque de leurs travaux ? Le passage suivant d'un de leurs Mémoires (1) nous paraît décider la question : « Cette série ne comprend point d'observation pour des températures voisines de 100°, quoique nous ayons répété plusieurs fois l'expérience de la dilatation de l'air dans l'eau bouillante. Nous ne nous proposions nullement de vérifier par là une détermination sur laquelle on ne peut élever aucun doute; mais la coïncidence de notre résultat avec celui de M. Gay-Lussac a été pour nous la meilleure preuve de la rigoureuse exactitude du procédé dont nous nous sommes servis. »

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, tome II, page 249.

En tous cas, il est facile de s'assurer, par la comparaison des colonnes 2 et 3 du tableau précédent, que c'est au moyen du coefficient 0,00375 que l'on a calculé les températures de la colonne 3; et j'ai eu occasion, dans un autre mémoire (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome VI, p. 371), de faire voir que l'on arrive à une conclusion semblable, en appliquant les formules ordinaires à un tableau que Dulong et Petit ont publié dans leur Mémoire (*Annales de Chimie et de Physique,* 2e série, t. II, p. 249), et qui renferme toutes les données immédiates des observations sur quelques déterminations comparatives des thermomètres à air et à mercure.

La table de Dulong et Petit est donc nécessairement inexacte, même pour le thermomètre à mercure particulier qu'ils ont employé, puisque leurs expériences ont été calculées avec un coefficient de dilatation de l'air beaucoup trop fort. J'ai fait moi-même un grand nombre d'expériences sur ce sujet (*Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, tome V, page 83), et c'est dans le courant de ces expériences que j'ai reconnu que les thermomètres à mercure n'étaient pas comparables, de sorte que la table que j'ai publiée dans le mémoire cité (page 99) ne s'applique qu'aux thermomètres à mercure que j'employais. M. Magnus s'est occupé de cette question, à peu près à la même époque (*Annales de Chimie,* 3e série, t. VI, p. 353); les nombres qu'il a publiés ne s'accordent pas avec les miens, et cela ne doit pas surprendre, puisque les thermomètres à mercure employés par le physicien allemand étaient construits avec un verre d'une composition très-différente de ceux dont je m'étais servi. (Voyez ma note au sujet du Mémoire de M. Magnus, *Annales de Chimie*, tome VI, p. 370).

Mais on peut se demander si des thermomètres à mercure construits avec la même espèce de verre, quoique soufflés d'une manière différente, ne marchent pas suffisamment d'accord, pour qu'on puisse les regarder comme comparables. Si cette circonstance se réalisait, il suffirait de faire, une fois pour toutes, la comparaison de l'un de ces thermomètres avec le thermomètre à air, et d'admettre la même table de correction pour tous les instruments semblables.

C'est afin de décider cette question, qui est de la plus haute importance dans toutes les recherches sur la chaleur, que j'ai exécuté la longue série d'expériences qui remplit la seconde partie de ce Mémoire. Je me suis proposé non-seulement de comparer avec le thermomètre à air, les thermomètres à mercure formés avec une même qualité de verre différemment travaillée; mais encore d'étendre cette comparaison aux thermomètres à mercure, fabriqués avec les diverses espèces de verre que nous trouvons dans le commerce français, et qui peuvent être employées dans des appareils de physique. J'ai pu former ainsi les tables des dilatations cubiques de ces verres, pour toutes les températures. Ces tables m'étaient absolument indispensables dans les expériences qui sont décrites dans cette suite de Mémoires, pour faire aux thermomètres à air, d'une manière rigoureuse, les corrections que nécessite la dilatation de leur enveloppe.

Les thermomètres à mercure employés dans ces expériences sont des thermomètres à déversement; ils sont plus faciles à construire que les thermomètres ordinaires à tige graduée, et ils présentent sur ces derniers un grand avantage, qui consiste en ce qu'il est toujours très-facile de maintenir toute la

colonne de mercure dans le bain; tandis que, avec les thermomètres ordinaires, une portion notable de la tige s'élève au-dessus du liquide chauffé, et a besoin de subir une correction dont les éléments sont toujours très-incertains.

Les thermomètres à déversement consistent en des réservoirs en verre, terminés par des tubes capillaires effilés à leur extrémité, et qui n'ont que la longueur nécessaire pour s'élever d'une petite quantité au-dessus du niveau du bain. On fait bouillir, avec grand soin et à *plusieurs reprises*, le mercure dans ces thermomètres; on les laisse ensuite refroidir, la pointe recourbée des tubes capillaires étant maintenue dans un bain de mercure préalablement chauffé. On enveloppe les réservoirs et les tubes capillaires de glace fondante, la pointe ouverte restant plongée dans le bain de mercure. Lorsque le thermomètre a pris exactement la température de 0°, ce qu'il est facile de reconnaître après avoir enlevé la capsule, la colonne de mercure devant rester stationnaire à l'extrémité du tube capillaire, on ôte la glace, on recueille dans une petite capsule vide le mercure qui sort par suite de l'élévation de température, et on détermine le poids de l'appareil avec tout le mercure qu'il renfermait à 0° : en retranchant de ce poids, le poids de l'appareil vide, on a le poids P du mercure qui remplit le thermomètre à 0°.

On expose maintenant le thermomètre à la température de l'ébullition de l'eau dans le vase en fer-blanc représenté pl. I, *fig.* 4, on recueille le mercure qui sort. Soit π le poids du mercure sorti depuis 0° jusqu'à la température θ d'ébullition de l'eau, que l'on déduit de la hauteur observée du baromètre, en se servant de la table que j'ai publiée (*Annales de*

Chimie et de Physique, 3e série, tome IV, page 206).

Lorsque le même instrument sera porté de 0° à une température inconnue t, il en sortira un poids de mercure représenté par p.

La température t sera donnée par la formule

$$t = \theta . \frac{p}{\pi} . \frac{P - \pi}{P - p}, \qquad (1)$$

ou

$$t = A \frac{p}{P - p},$$

en posant

$$\theta . \frac{P - \pi}{\pi} = A;$$

et cette température sera égale à celle qu'indiquerait dans les mêmes circonstances un thermomètre à mercure ordinaire à tige graduée, dont l'enveloppe serait formée de la même matière que celle du thermomètre à poids.

Pour démontrer cette proposition et pour développer en même temps les conditions qui influent sur la marche des thermomètres à mercure, il me paraît nécessaire d'analyser avec soin et d'une manière plus complète qu'on ne l'a fait jusqu'ici, les circonstances qui se présentent dans le jeu de ces instruments.

Je m'occuperai d'abord du thermomètre à mercure ordinaire à tige graduée. Cet instrument est formé par un réservoir surmonté d'un tube étroit divisé en fractions qui correspondent à des capacités égales. A la température de la glace fondante le mercure remplit la boule et une portion du tube jusqu'au point marqué 0; je nomme cette portion de l'enveloppe le *réservoir*, et j'appelle v_0 sa capacité, lorsque l'appareil

est plongé dans la glace fondante : soit z_0 la capacité de chacune des divisions de la tige, lorsque celle-ci est enveloppée de glace fondante ; cette capacité sera une fraction $\frac{1}{m}$ de celle du réservoir, en sorte que l'on a

$$z_0 = \frac{1}{m} v_0.$$

Si l'on élève la température du système total, le réservoir se dilatera, ainsi que les portions de capacité égales marquées sur le tube ; mais *si la matière du tube est identique à celle du réservoir*, le rapport $\frac{1}{m}$ restera constant, et en nommant z et v ce que deviennent simultanément z_0 et v_0, on aura toujours :

$$z = \frac{1}{m} v.$$

Considérons maintenant le réservoir rempli de mercure, dans la glace fondante, jusqu'au point du tube marqué o ; le volume de ce mercure sera alors égal à la capacité du réservoir dans cette même circonstance, c'est-à-dire qu'il aura pour valeur v_0.

On porte le système total dans la vapeur d'eau bouillante sous la pression de $0^m,76$, le réservoir se dilate cubiquement et sa capacité devient v. Chacune des divisions du tube se dilate aussi dans le même rapport, et sa capacité devient $\frac{1}{m} v$.

Le mercure qui remplissait le réservoir à la température de la glace fondante, subit pareillement sa dilatation cubique propre, et son volume, qui était d'abord v_0, devient v'. La dif-

férence $v' - v$ exprime donc l'excès de ce liquide qui s'étend dans le tube au-dessus du point marqué o; et puisque chaque division de ce tube a pour capacité $\frac{1}{m}v$, le nombre abstrait de ces divisions que le volume $v' - v$ occupe, a pour valeur :

$$\frac{v' - v}{\frac{1}{m}v}.$$

Divisons idéalement ce nombre par 100, et appelons 1° de température l'accroissement de chaleur apparente, constant ou variable, qui amènerait le mercure à remplir un de ces centièmes, en quelque point du tube que l'expansion se termine.

Si l'on porte l'appareil dans une autre condition quelconque d'échauffement extérieur, le volume v_0 du réservoir deviendra généralement v_t; chacune des divisions de capacités égales au-dessus du point o deviendra $\frac{1}{m}v_t$, et le volume primitif v_0 du mercure du réservoir deviendra v'_t; l'excès de ce volume sur celui du réservoir deviendra donc $v'_t - v_t$. Cet excès s'étendra au-dessus du point o et y remplira un nombre de divisions exprimé par

$$\frac{v'_t - v_t}{\frac{1}{m}v_t}.$$

Pour avoir le nombre t de ces centièmes ou de degrés de température, qui équivaut à ce nombre de divisions occupées, on fera la proportion

$$\frac{v' - v}{\frac{1}{m}v} : 100 :: \frac{v'_t - v_t}{\frac{1}{m}v_t} : t,$$

d'où l'on tire

$$t = 100 . \frac{v'_t - v_t}{v' - v} \cdot \frac{v}{v'} . \qquad (1)$$

$\frac{1}{m}$ disparaît à cause de l'identité de constitution du réservoir et du tube divisé, que nous supposons, et qui le rend constant à toute température. Cette identité est cependant beaucoup plus difficile à obtenir qu'on ne le pense généralement; on croit y satisfaire d'une manière certaine, en soufflant la boule aux dépens de la matière même du tube divisé : l'enveloppe du réservoir et celle de la tige sont en effet formées alors par une substance qui présente sensiblement la même composition chimique; mais leur constitution moléculaire se trouve souvent assez différente, pour que leurs dilatations absolues soient très-inégales, ainsi que je le montrerai bientôt. Les rapports que présentent les dilatations de la tige avec celles du réservoir aux diverses températures, ne diffèrent cependant pas assez, pour que les variations de la fraction $\frac{1}{m}$ puissent produire des différences bien sensibles.

L'expression de t (1) est indépendante de la capacité absolue du réservoir, car les volumes v, v' varient suivant la même proportion pour des réservoirs de capacités diverses, pourvu qu'ils soient formés par une *matière identique*, et la valeur de t ne contenant que leurs rapports, reste la même dans toutes ces variations.

Examinons maintenant le cas du thermomètre à déversement, dont nous avons donné plus haut la construction.

Soit v_0 la capacité du réservoir dans la glace fondante;

v sa capacité dans la vapeur de l'eau bouillante sous la pression de $0^m,76$; v_0 sera aussi le volume du mercure qui

remplit le réservoir à la température de la glace fondante; le poids observé de ce volume est P.

Quand l'appareil est porté dans la vapeur d'eau bouillante sous la pression de $0^m,76$, ce poids P reste constant; mais l'excès de la dilatation du mercure sur celle du verre en fera déverser une portion que nous avons désignée par π.

Le mercure qui reste dans le réservoir a donc pour poids $P - \pi$.

Portons maintenant l'appareil à une autre température t définie par le thermomètre à mercure ordinaire à tige, la quantité de mercure déversée de $0°$ à $t°$ sera p;

et le mercure resté dans le réservoir $P - p$.

Cela posé, je dis que les fractions $\frac{\pi}{P-\pi}$ et $\frac{p}{P-p}$ seront respectivement proportionnelles aux nombres 100 et t, marqués par le thermomètre ordinaire dans les mêmes circonstances de température; c'est-à-dire qu'on aura toujours :

$$\frac{\pi}{P-\pi} : \frac{p}{P-p} :: 100 : t,$$

d'où l'on tire

$$t = 100 . \frac{p}{\pi} . \frac{P-\pi}{P-p}. \tag{2}$$

Pour le démontrer, je nomme v' et v'_t ce que devient respectivement le volume v_0 de la masse totale de mercure, lorsqu'on la porte successivement aux températures $100°$ et t du thermomètre ordinaire à tige, et je nomme u et u_t les volumes que prendront les masses π et p dans des circonstances analogues; on les conclura des précédentes par les proportions suivantes :

$$P : \pi :: v' : u, \qquad P : p :: v'_t : u_t;$$

d'où

$$\pi = \frac{u}{v'} \text{P}, \quad p = \frac{u_{\prime}}{v_{\prime}} \text{P}.$$

Or, les volumes v', $v'_{\prime}$ se composent toujours de u et de $u_{\prime}$ respectivement joints aux capacités v et $v_{\prime}$ du réservoir, qui correspondent aux mêmes circonstances de température; en sorte qu'on a toujours

$$v + u = v', \qquad v_{\prime} + u_{\prime} = v'_{\prime};$$

d'où

$$u = v' - v, \quad u_{\prime} = v'_{\prime} - v_{\prime};$$

par suite

$$\pi = \frac{v' - v}{v'} \text{P}, \quad p = \frac{v'_{\prime} - v_{\prime}}{v'_{\prime}} \text{P},$$

et

$$\text{P} - \pi = \text{P} \frac{v}{v'}, \quad \text{P} - p = \text{P} \frac{v_{\prime}}{v'_{\prime}}.$$

En substituant ces valeurs dans l'expression de t formée plus haut (2), on trouve :

$$t = 100 \frac{v'_{\prime} - v_{\prime}}{v' - v} \cdot \frac{v}{v'}.$$

Ce résultat est *littéralement* identique à l'expression (1), c'est-à-dire, à l'indication que donnerait, dans les mêmes circonstances, un thermomètre à mercure ordinaire à tige graduée, dont le réservoir aurait une capacité v_0 égale à celle du thermomètre à déversement.

Il est donc bien démontré par là, que les températures déterminées avec nos thermomètres à déversement, sont égales à celles qu'auraient marquées, dans les mêmes circonstances, des thermomètres ordinaires à tiges graduées dont les enveloppes seraient formées par des matières iden-

tiques avec celles qui constituent les réservoirs des thermomètres à déversement, et que les tables que nous calculerons pour ces derniers s'appliqueront rigoureusement aux thermomètres ordinaires (*).

On peut déduire des mêmes expériences, la dilatation absolue k_t que subit une capacité 1 de verre, lorsqu'elle est portée de la température 0 à la température t prise sur le thermomètre à mercure, si l'on connaît la dilatation absolue δ_t que subit un volume 1 de mercure dans les mêmes circonstances. Nous avons trouvé en effet ci-dessus :

$$\frac{v_t}{v'_t} = \frac{P - p}{P}.$$

Ce qui donne le rapport entre les volumes v_t et v'_t que prennent des volumes égaux v_0 de verre et de mercure à 0°, lorsqu'ils sont portés à la température de t°; on a donc aussi :

$$\frac{1 + k_t}{1 + \delta_t} = \frac{P - p}{P}. \qquad (3)$$

On appelle *dilatation apparente* d'un liquide, celle qu'il paraît présenter dans une enveloppe de verre, lorsqu'on fait abstraction par la pensée de la dilatation que subit simulta-

(*) Il existe cependant une circonstance qui tend à établir une différence de marche entre le thermomètre à mercure ordinaire à tige et le thermomètre à poids. Dans ce dernier, la pression sur les parois intérieures du réservoir est la même à toutes les températures; tandis que, dans le thermomètre à tige, la pression intérieure est d'autant plus grande que la température est plus élevée. Mais comme cette pression croît presque proportionnellement à la température, et que les très-petits changements de capacité qui en résultent suivent à peu près la même loi, il est clair que cette circonstance ne peut pas influer d'une manière sensible sur la température marquée par l'instrument.

nément cette enveloppe. Cette dilatation apparente est égale à la dilatation qu'a subie le liquide, diminuée de l'accroissement de capacité du vase qui le contient.

Supposons par la pensée que notre thermomètre à déversement soit divisé en fractions de capacités égales, et que chacune de ces fractions à 0° renferme un poids q de mercure à 0°. Le nombre de divisions qui correspond à la capacité totale de l'appareil sera $\frac{P}{q}$.

Lorsque l'appareil est porté à la température t, il est complétement rempli de mercure : ce liquide occupe donc un volume apparent représenté par $\frac{P}{q}$; mais le poids de ce mercure est $P-p$, et il occuperait dans l'appareil, s'il était amené à 0°, un nombre de divisions représenté par $\frac{P-p}{q}$.

Un volume $\frac{P-p}{q}$ de mercure à 0° occupe donc à $t°$ un volume apparent $\frac{P}{q}$. Un volume 1 du même liquide à 0° occuperait à $t°$ un volume apparent $\frac{P}{P-p}$.

On peut donc poser

$$1+\Delta_t=\frac{P}{P-p},$$

d'où

$$\Delta_t=\frac{p}{P-p}. \qquad (4)$$

Nous appellerons cette quantité Δ_t *la dilatation apparente* du mercure de 0° à $t°$.

En combinant les relations (3) et (4) on trouve :

$$(1+k_t)(1+\Delta_t)=(1+\delta_t), \qquad (5)$$

équation qui lie les dilatations absolues du verre et du mer-

cure avec la dilatation apparente que le mercure présente dans le verre.

On déduit de cette équation

$$\delta_t = \Delta_t + k_t + k_t \Delta_t.$$

On admet quelquefois $\delta_t = \Delta_t + k_t$.

On commet donc, dans ce cas, une erreur représentée par $k_t \Delta_t$.

Les thermomètres à mercure étaient disposés immédiatement à côté du thermomètre à air dans l'appareil que nous avons décrit plus haut, page 172. On recueillait toujours dans le même tube le mercure qui sortait de chaque thermomètre; de sorte qu'à la fin des expériences, il suffisait de le peser avec le mercure qui y était resté, et d'ajouter à ce poids celui du mercure écoulé : on devait obtenir ainsi un poids égal à celui que présentait l'appareil immédiatement après sa sortie de la glace. Les plus grandes pertes que j'ai pu reconnaître ainsi dans mes expériences, ne dépassaient pas 3 ou 4 milligrammes.

Il était à désirer que les diverses espèces de verre que j'employais dans mes expériences, fussent définies d'une manière nette, qui ne pût laisser aucune équivoque sur leur nature. Caractériser ces verres par leurs qualités physiques ou par leur origine, était nécessairement très-vague et complétement insuffisant. Il fallait de toute nécessité donner leur composition chimique. M. Salvétat, jeune chimiste attaché à la manufacture royale de Sèvres, qui s'occupe en ce moment d'un grand travail analytique sur les diverses qualités de verre, a bien voulu, à ma prière, se charger de ces analyses délicates. La grande habileté que M. Salvétat a acquise dans ce genre de recherches, et le soin extrême qu'il a apporté dans son travail,

donnent une garantie complète de l'exactitude de ses résultats. Les analyses ont d'ailleurs été faites sur les réservoirs mêmes des thermomètres.

Expériences sur des thermomètres à mercure en cristal de Choisy-le-Roi.

Le cristal de Choisy-le-Roi, près Paris, présente toujours exactement la même composition; on le fabrique avec des matières premières très-pures, exactement dosées, et l'on n'ajoute jamais à la fonte des résidus étrangers. Cette circonstance le rend très-précieux pour les expériences de physique, parce qu'on est certain d'opérer sur une matière bien homogène et parfaitement identique.

J'ai comparé, avec le thermomètre à air, trois thermomètres à mercure fabriqués avec du cristal de Choisy-le-Roi.

Le réservoir du thermomètre n° 1 était formé par un tube en cristal de 14 millimètres environ de diamètre intérieur; il était soudé à un tube capillaire du même cristal.

Le thermomètre n° 2 avait été obtenu en soufflant un réservoir sphérique sur un tube capillaire en cristal.

Enfin le thermomètre n° 3 avait été formé au moyen du même tube capillaire en cristal, que l'on a travaillé à la lampe, jusqu'à faire naître un réservoir cylindrique de 12 millimètres environ de diamètre et de 12 à 14 centimètres de hauteur. Pour arriver à ce résultat, il a fallu réchauffer le verre un grand nombre de fois dans la flamme, et malgré l'habileté de l'artiste, le réservoir présentait beaucoup d'irrégularités. Ce thermomètre était donc très-propre à faire re-

connaître si un long travail à la lampe altérait notablement la loi de la dilatation du verre.

Le réservoir du thermomètre n° 1 a donné à l'analyse les résultats suivants :

	I.	II.	III.	MOYENNE.
Silice	»	54,08	54,25	54,16
Alumine	0,51	0,63	0,41	0,52
Oxyde de fer	traces	»	»	»
Oxyde de manganèse	»	»	»	»
Chaux	0,38	0,36	0,33	0,36
Potasse	9,23	»	»	9,23
Soude	0,90	»	»	0,90
Oxyde de plomb	34,62	34,51	34,72	34,62
				99,79

La densité de ce verre a été trouvée de 3,304.

Le tube capillaire en cristal sur lequel ont été soufflés les réservoirs des thermomètres n[os] 2 et 3, a présenté la composition suivante, qui diffère très-peu de celle du réservoir n° 1 :

	I.	II.	III.	IV.	V.	MOYENNE.
Silice	»	53,82	54,04	53,61	53,88	53,83
Alumine					0,49	0,49
Oxyde de fer (Alumine, Oxyde de fer, Oxyde de manganèse)	1,14	1,01	1,03	1,02	0,24	0,24
Oxyde de manganèse					0,24	0,24
Chaux	0,76	0,74	0,79	0,86	0,73	0,78
Potasse	7,98	»	»	»	»	7,98
Soude	2,54	»	»	»	»	2,54
Oxyde de plomb	34,09	34,08	34,07	34,14	34,00	34,08
						100,18

Le réservoir n° 3 ayant été chauffé à plusieurs reprises dans la flamme de la lampe, il était intéressant de rechercher si la matière avait subi une altération sensible dans sa composition chimique. C'est dans cette intention que M. Salvétat a fait plusieurs analyses de la matière du réservoir n° 3. Ces analyses lui ont donné les nombres suivants :

	I.	II.	III.	IV.	V.	MOYENNE.
Silice	»	54,13	55,00	54,09	54,34	54,39
Alumine				0,38	0,48	0,43
Oxyde de fer	1,00	0,99	0,98	0,38	0,29	0,33
Oxyde de manganèse				0,19	0,19	0,19
Chaux	0,70	0,72	0,68	0,66	0,68	0,69
Potasse	7,80	»	»	»	»	7,80
Soude	2,40	»	»	»	»	2,40
Oxyde de plomb	33,60	33,91	33,71	33,68	33,59	33,70
						99,93

Si l'on compare les deux tableaux qui précèdent, on remarque que le verre du réservoir présente une proportion de silice sensiblement plus forte que celui de la tige, ce qui semble prouver que le verre a perdu par volatilisation une petite quantité des autres matières.

Le thermomètre n° 1 a été comparé à plusieurs reprises avec un thermomètre à air et avec un thermomètre à gaz hydrogène; avant chaque série d'expériences, on a fait bouillir de nouveau le mercure et l'on a déterminé les points fixes de l'instrument dans la glace fondante et à l'ébullition de l'eau.

Les résultats de ces expériences sont inscrits dans les tableaux suivants :

T est la température du thermomètre à air;

t, la température marquée dans les mêmes circonstances par le thermomètre à mercure et calculée au moyen de la formule (1);

Δ_t, la dilatation apparente du mercure dans le verre entre 0° et $t°$ du thermomètre à mercure, ou entre 0° et T° du thermomètre normal à air, cette dilatation étant calculée par la formule (4);

k_t, la dilatation du verre entre les mêmes limites de températures, calculée par la formule (3), en admettant pour δ_t les valeurs que nous donnerons dans le mémoire suivant.

1re SÉRIE.

$P = 327^{gr},940 \quad H_0 = 743^{mm},79$
$\pi = 5,125 \quad \theta = 99°,39 \quad \Delta\theta = 0,015876.$

THERMOMÈTRE A HYDROGÈNE. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
99°,39	5,125	0,015876	99°,39	0,002131	0
124,97	6,439	0,020031	125,38	0,002683	+0,41
142,21	7,313	0,022799	142,79	0,003088	+0,58
180,09	9,229	0,028961	181,28	0,003983	+1,19
225,48	11,519	0,039407	227,90	0,005057	+2,42
289,19	14,744	0,047062	294,71	0,006495	+5,52

2e SÉRIE.

$P = 327^{gr},920 \quad H_0 = 754,15$
$\pi = 5,144 \quad \theta = 99°,78 \quad \Delta\theta = 0,015937.$

THERMOMÈT. A AIR. T	THERMOMÈT. A HYDROGÈNE. T	T MOYENNE.	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
°	°	99°,78	5,144	0,015937	99°,78	0,002141	0
141,75	141,79	141,77	7,258	0,022634	141,72	0,003178	−0,05
185,66	185,63	185,64	9,492	0,029809	186,64	0,004167	+1,00
209,45	209,51	209,48	10,696	0,033717	210,62	0,004729	+1,14
228,87	228,88	228,88	11,675	0,036918	231,14	0,005184	+2,26
277,42	277,40	277,41	14,120	0,044997	281,70	0,006319	+4,29
325,40	325,21	325,30	16,585	0,053276	333,53	0,007245	+8,23

3e SÉRIE.

$P = 327^{gr},891$ $H_0 = 753,90$
$\pi = 5,143$ $\theta = 99°,76$ $\Delta\theta = 0,015933.$

THERMOMÈT. A AIR. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
99°,76	5gr,143	0,015933	99°,76	0,002140	0
111,92	5 ,751	0,017850	111,77	0,002454	—0°,15
148,94	7 ,636	0,023844	149,28	0,003299	+0,34

Un accident survenu au thermomètre à air a empêché de continuer les observations sur cet instrument; mais on a poursuivi dans de plus hautes températures la comparaison du thermomètre à mercure en cristal n° 1, avec le thermomètre en verre ordinaire n° 5, qui se trouvaient placés l'un à côté de l'autre dans l'appareil. Nous donnerons les résultats de cette comparaison page 212, à l'occasion du thermomètre n° 5.

4e SÉRIE.

$P = 327^{gr},890$ $H_0 = 757,88$
$\pi = 5,150$ $\theta = 99°,92$ $\Delta\theta = 0,0159443.$

THERMOMÈT. A AIR. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
99°,92	5^{gr},150	0,015957	99°,92	0,002147	0°
185,11	9,461	0,029712	186,05	0,004165	+0,94
210,69	10,748	0,033890	212,21	0,004782	+1,52
241,37	12,300	0,038975	244,05	0,005488	+2,68
267,35	13,620	0,043339	271,38	0,006060	+4,03
298,78	15,198	0,048604	304,35	0,006802	+5,57
322,80	16,428	0,052745	330,28	0,007284	+7,58

Le thermomètre n° 2, dont le réservoir est formé par une boule soufflée sur un tube capillaire en cristal, a donné les résultats suivants :

$P = 461^{gr},682$ $H_0 = 752^{mm},00$
$\pi = 7,103$ $\theta = 99°,70$ $\Delta\theta = 0,015626.$

THERMOMÈT. A AIR. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
99°,70	7,103	0,015726	99,70	0,002434	0°
178,07	12,624	0,028116	179,14	0,004339	+1,07
226,83	16,009	0,035926	228,95	0,005774	+2,12
239,17	16,879	0,037952	241,81	0,006078	+2,64
281,07	19,769	0,044741	285,07	0,007247	+4,00
339,68	23,938	0,054692	348,47	0,008563	+8,79

Le thermomètre n° 3, formé par un réservoir irrégulier en cristal soufflé sur tige, a donné les résultats suivants :

$$P = 201^{gr},756 \quad H_0 = 764,07$$
$$\pi = 3,140 \quad \theta = 100°,15 \quad \Delta\theta = 0,015809.$$

THERMOMÈTRES A AIR.			p	Δ_t	t	k_t	DIFFÉRENCES ENTRE LES TEMPÉRATURES.
A T	A' T	MOYENNES. T					
		100°,15	3,140	0,015809	100°,15	0,002334	0°
170,44	170,78	170,61	5,327	0,027119	171,69	0,004046	+ 1,12
218,46	218,33	218,40	6,798	0,034878	220,80	0,005343	+ 2,40
289,83	289,75	289,79	8,994	0,046669	295,45	0,007008	+ 5,66
334,38	334,61	334,50	10,365	0,054252	343,46	0,008101	+ 8,96

Il nous est facile de nous assurer, au moyen des tableaux précédents, si le cristal de Choisy-le-Roi présente le même coefficient de dilatation absolu dans les trois thermomètres 1, 2 et 3.

On trouve en effet pour la valeur de la dilatation apparente Δ_{100} du mercure entre 0 et 100°, dans le thermomètre n° 1,

1re série.	0,015973
2e »	0,015983
3e »	0,015971
4e »	0,015970
Moyenne.	0,015974

et pour la dilatation absolue k_{100}.

1re série.	0,002144
2e »	0,002143
3e »	0,002144
4e »	0,002147
Moyenne.	0,002144

La dilatation apparente du mercure entre 0 et 100° dans le thermomètre n° 2, est. 0,015673

La dilatation du verre de ce thermomètre. . . 0,002442

La dilatation apparente du mercure dans le thermomètre n° 3, est. 0,015785

Et la dilatation du verre 0,002328

On voit donc que la dilatation absolue du verre est très-différente dans les trois thermomètres, 1, 2, 3, bien qu'ils soient fabriqués avec le même cristal. Les réservoirs nos 2 et 3 soufflés à la lampe possèdent des coefficients de dilatation notablement plus forts que le réservoir n° 1 formé par un tube étiré à la verrerie; cette circonstance tient peut-être à ce que les parois des réservoirs soufflés présentent beaucoup moins d'épaisseur. Nous trouvons ainsi la confirmation du fait sur lequel j'ai attiré l'attention dans un de mes précédents mémoires (*Annales de Chimie et de Physique,* tome IV, page 66), à savoir : que le même tube de verre ne présente pas le même coefficient de dilatation, lorsqu'il est sous forme de tube ou soufflé en boules de différentes grosseurs.

Voyons maintenant si la loi de la dilatation a changé en même temps que la dilatation absolue; il suffit pour cela de comparer les différences de marche de ces thermomètres par rapport au thermomètre à air dans tout le cours de l'échelle

thermométrique; on reconnaît ainsi que les différences ne sont pas absolument identiques, mais qu'elles s'approchent assez pour qu'on puisse attribuer les divergences à des erreurs d'observation. On peut donc conclure que les trois thermomètres marchent sensiblement d'accord depuis 0° jusqu'à 325°, et qu'on peut leur appliquer les mêmes corrections pour ramener leurs indications à celles du thermomètre à air.

J'ai voulu savoir jusqu'à quel point on pouvait étendre la même conclusion à un thermomètre à mercure formé par un petit ballon de cristal de Choisy, à parois très-épaisses. A cet effet, j'ai construit un thermomètre à mercure avec un petit ballon de 50 millimètres de diamètre extérieur et dont les parois avaient au moins 3 à 4 millimètres d'épaisseur. J'ai comparé la marche de ce thermomètre non plus à un thermomètre à air, mais au thermomètre en cristal n° 1; la table du thermomètre n° 1 par rapport au thermomètre à air ayant été calculée d'après les expériences précédentes, il était facile de transformer les indications du thermomètre n° 1 en celles du thermomètre à air. C'est ce qui a été fait dans le tableau suivant:

$P = 1230^{gr},924 \quad H_0 = 755,66$

$\pi = 19,169 \quad \theta = 99^{\circ},84 \quad \Delta\theta = 0,0158192.$

THERMOM. à mercure n° 1. T	THERMOM. à air calculé. T	THERMOMÈTRE A MERCURE N° 4. p	Δ_t	t	k_t	DIFFÉRENCES des deux thermomètres à mercure.
°	° 99,84	gr 19,169	0,015819	° 99,84	0,002269	° 0,00
146,50	146,10	27,909	0,023199	146,42	0,003413	0,08
170,70	170,05	32,383	0,027019	170,52	0,004042	0,18
198,07	196,89	37,419	0,031352	197,87	0,004722	0,20
238,44	236,02	44,720	0,037700	237,94	0,005738	0,50
286,89	282,30	53,349	0,045307	285,95	0,006926	0,94
338,49	330,27	62,414	0,053413	337,11	0,008030	1,38

On voit par ce tableau que le thermomètre n° 4 s'est mis en retard sur le thermomètre n° 1 ; l'écart, qui n'est que de 0°,3 environ à 200°, s'élève à peine à 1° vers la température de 300°; il est même probablement plus faible, car le thermomètre n° 4 étant formé par un réservoir dont les parois sont beaucoup plus épaisses que celles du n° 1, restait nécessairement un peu en retard sur ce dernier. Le maximum de température était atteint sur le thermomètre n° 4, $\frac{1}{2}$ à $\frac{3}{4}$ de minute environ plus tard que sur le thermomètre n° 1. Pendant ce court intervalle de temps, la température du n° 1 n'avait pas varié d'une manière appréciable, et l'erreur qui résulte de cette circonstance n'a pas pu rendre la température du n° 4 trop faible de 0°,2, même vers 300°.

La dilatation apparente du mercure dans le thermomètre n° 4 est entre 0 et 100°. 0,015844

La dilatation du verre. 0,002270

La composition de ce cristal différait d'ailleurs très-peu de

celle des thermomètres 1, 2, 3, comme on peut en juger par les analyses suivantes :

	I.	II.	III.	MOYENNES.
Silice	»	53,38	53,28	53,33
Alumine	0,48	0,46	0,50	0,48
Oxydes de fer et de manganèse	traces	traces	traces	traces
Chaux	0,48	0,37	0,36	0,40
Potasse	9,16	»	»	9,16
Soude	0,95	»	»	0,95
Oxyde de plomb	35,15	35,40	35,61	35,38
				99,70

Expériences sur des thermomètres à mercure en verre ordinaire.

J'appelle verre ordinaire, le verre avec lequel on fabrique les tubes, les ballons et les cornues que nous employons dans les laboratoires de Paris. Ce verre est loin de présenter une composition aussi invariable que le cristal de Choisy-le-Roi : cela tient à ce que l'on n'emploie pas dans sa fabrication des matières premières aussi pures, et que l'on utilise beaucoup de débris de verre, parmi lesquels se trouvent fréquemment des fragments de cristal; aussi trouve-t-on souvent dans ces verres des petites quantités d'oxyde de plomb.

1° *Thermomètre en verre ordinaire* n° 5.

Ce thermomètre est formé par un tube de 12 à 14 millimètres de diamètre intérieur et de 3/4 de millimètre environ d'épaisseur. La densité de ce verre est de 2,455.

Sa composition est :

	I.	II.	III.	MOYENNES.
Silice	»	70,59	70,36	70,48
Alumine			0,46	0,46
Oxyde de fer	1,00	0,94	0,28	0,28
Oxyde de manganèse			0,19	0,19
Chaux	8,80	8,77	8,68	8,75
Potasse	2,14	»	»	2,14
Soude	17,20	»	»	17,20
				99,50

On a fait plusieurs comparaisons de ce thermomètre avec le thermomètre à air et avec le thermomètre en cristal n° 1.

1re SÉRIE.

$P = 243^{gr},582 \quad H_0 = 754,15$

$\pi = 3,686 \quad \theta = 99^\circ,78 \quad \Delta\theta = 0,015365.$

THERMOMÈTRE à air. T	p	Δ	t	k_t	$(t-T)$
°	gr		°		°
99,78	3,686	0,015365	99,78	0,002706	0,00
141,75	5,198	0,021805	141,60	0,004001	—0,15
185,66	6,758	0,028536	185,31	0,005414	—0,35
209,45	7,604	0,032223	209,17	0,006177	—0,28
228,87	8,291	0,035237	228,83	0,006813	—0,04
277,42	9,995	0,042788	277,87	0,008386	+0,45
325,40	11,705	0,050479	327,81	0,009939	+2,41

2e SÉRIE.

$P = 243^{gr},562 \quad H_0 = 753,95$

$\pi = 3,685 \quad \theta = 99^\circ,78 \quad \Delta\theta = 0,015362.$

THERMOMÈTRE à air. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
°	gr		°		°
99,78	3,685	0,015362	99,78	0,002709	0,00
111,92	4,117	0,017194	111,67	0,003103	—0,25
148,94	5,453	0,022901	148,75	0,004223	—0,19

On n'a pu pousser plus loin les expériences avec le ther-

momètre à air, mais on a obtenu des comparaisons du thermomètre en verre ordinaire n° 5 avec le thermomètre en cristal n° 1.

THERMOMÈTRE en cristal n° 1.	THERMOMÈTRE en verre ordinaire n° 5.	DIFFÉRENCES des deux thermomètres.
194°,40	193°,15	1°,25
212,97	211,27	1,70
224,30	222,20	2,10
261,21	258,28	2,93
300,47	296,06	4,41
339,28	333,22	6,06

3° SÉRIE.

$P = 243^{gr},552$ $H_0 = 757,88$

$\pi = 3,692$ $\theta = 99°,92$ $\Delta\theta = 0,015392.$

THERMOMÈTRE à air. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
99°,92	3gr,692	0,015392	99°,92	0,002704	0°,00
185,11	6,736	0,028444	184,65	0,005403	—0,46
210,69	7,646	0,032411	210,04	0,006222	—0,65
241,37	8,729	0,037172	241,31	0,007235	—0,06
267,35	9,648	0,041248	267,76	0,008080	+0,41
298,78	10,753	0,046190	299,84	0,009124	+1,06
322,80	11,598	0,050001	324,59	0,009915	+1,79

On déduit des expériences faites dans l'eau bouillante pour

le coefficient de dilatation apparent du mercure dans le thermomètre n° 5 :

Première série.......	0,015399
Deuxième série......	0,015397
Troisième série......	0,015404
Moyenne....	0,015400

et pour la dilatation du verre seul :

Première série.......	0,002714
Deuxième série.......	0,002716
Troisième série.......	0,002710
Moyenne......	0,002713

Thermomètre en verre ordinaire n° 6.

Le réservoir de ce thermomètre est formé par un tube semblable à celui du n° 5, mais d'une épaisseur double environ.

La densité a été trouvée. . . . . 2,452.

La composition de ce verre diffère très-peu de celle du thermomètre n° 5.

	I.	II.	III.	IV.
Silice............	»	69,58	69,92	69,75
Alumine............	2,00	1,99	0,75	0,75
Oxyde de fer.........			0,67	0,67
Oxyde de manganèse..			0,50	0,50
Chaux.............	8,60	8,75	8,42	8,59
Magnésie...........	traces	traces	traces	traces
Potasse............	2,60	»	»	2,60
Soude.............	16,30	»	»	16,30
				99,16

$P = 219^{gr},814 \quad H_0 = 753,93$
$\pi = 3,332 \quad \theta = 99^{\circ},78 \quad \Delta\theta = 0,015392.$

THERMOMÈTRE à air. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
99°,78	3gr,332	0,015392	99°,78	0,002580	0°,00
111,49	3,707	0,017153	111,20	0,003065	—0,29
173,84	5,730	0,026784	173,51	0,004982	—0,33
234,71	7,671	0,036159	234,41	0,006992	—0,30
252,19	8,230	0,038897	252,16	0,007557	+0,03
291,88	9,493	0,045136	292,60	0,008863	+0,72
307,58	9,996	0,047641	308,85	0,009359	+1,27
325,56	10,585	0,050590	327,97	0,009862	+2,41

La dilatation apparente du mercure dans ce thermomètre est entre 0° et 100°. . . . . 0,015426.
La dilatation absolue du verre. . . . . 0,002686.

Thermomètre en verre ordinaire n° 7.

Ce thermomètre est formé par un petit ballon en verre ordinaire soudé à une tige capillaire de même matière. La composition de ce verre diffère notablement de celle que nous avons trouvée pour les thermomètres 5 et 6. Il renferme une certaine quantité d'oxyde de plomb, et le rapport entre la soude et la potasse n'est plus le même ; l'analyse a donné en effet pour ce verre la composition suivante :

	I.	II.	III.	MOYENNES.
Silice	»	70,97	70,92	70,95
Alumime	4,12	»	1,00	1,00
Oxyde de fer		4,05	2,00	2,00
Oxyde de manganèse		»	1,00	1,00
Chaux	5,98	5,69	5,56	5,74
Magnésie	traces	traces	traces	traces
Potasse	5,67	»	»	5,67
Soude	10,41	»	»	10,41
Oxyde de plomb	3,09	3,18	3,19	3,16
				99,92

La densité a été trouvée de 2,606.

$$P = 815^{gr},975 \quad H_0 = 753,83$$
$$\pi = 12,570 \quad \theta = 99^\circ,77 \quad \Delta\theta = 0,015646.$$

THERMOMÈTRE à air. T	p	Δ_t	t	k_t	$(t-T)$
°	gr		°		
99,77	12,570	0,015646	99,77	0,002426	0,00
130,86	16,388	0,020496	130,69	0,003294	—0,17
181,84	22,610	0,028499	181,73	0,004751	—0,11
236,09	29,166	0,037068	236,38	0,006364	+0,29
307,62	37,835	0,048646	310,05	0,008422	+2,43

La dilatation apparente du mercure dans le thermomètre n° 7, entre 0° et 100°, est: 0,015682

La dilatation absolue du verre: 0,002431

Thermomètres en verre ordinaire, nos 8 *et* 9.

Ces thermomètres sont formés par des boules soufflées sur des tubes capillaires en verre ordinaire. La boule n° 9 a été passée plusieurs fois au feu; ce qui a déterminé une

dévitrification apparente qui a rendu sa surface extérieure rugueuse au toucher.

La densité du verre du thermomètre n° 8 est de: 2,449
Celle *id* *id* 9 2,447

L'analyse a donné pour le n° 8 :

	I.	II.	MOYENNES.
Silice	»	72,56	72,56
Alumine	»	1,95	1,95
Oxyde de fer et de manganèse	»	traces	traces
Chaux	»	7,26	7,26
Magnésie	traces	traces	traces
Potasse	2,97	»	2,97
Soude	14,86	»	14,86
			99,60

et pour le verre du n° 9 :

	I.	II.	MOYENNES.
Silice	»	72,31	72,31
Alumine	1,02	0,96	0,96
Oxyde de fer		0,29	0,29
Oxyde de manganèse		traces	traces
Chaux	5,61	6,15	5,88
Potasse	4,18	»	4,18
Soude	15,29	»	15,29
			98,91

Les thermomètres 8 et 9 n'ont pas été comparés directement au thermomètre à air, mais au thermomètre à mercure en cristal n° 1, dans la même expérience où a été obtenue la comparaison du thermomètre en cristal n° 4, avec le n° 1; on a trouvé pour le thermomètre n° 8 :

$P = 360^{gr},123 \quad H_0 = 766,61$

$\pi = 5,507 \quad \theta = 100°,24 \quad \Delta\theta = 0,015529.$

THERMOMÈTRE à mercure n° 1.	THERMOMÈTRE à air calculé. T	p	Δ_t	t	k_t	DIFFÉRENCES du thermom. n° 8 et du thermomèt. à air. (t—T)
	100°,24	5gr,507	0,015529	100,24	0,002627	0°,00
146°,50	146,10	7,970	0,022632	146,09	0,003970	—0,01
170,70	170,05	9,239	0,026331	169,96	0,004715	—0,09
198,07	196,89	10,654	0,030486	196,78	0,005567	—0,11
238,44	236,02	12,717	0,036606	236,28	0,006800	+0,26
286,89	282,30	15,146	0,043904	283,40	0,008277	+1,10
338,49	330,27	17,686	0,051647	333,38	0,009723	+3,11

La dilatation apparente du mercure de 0 à 100° dans le thermomètre n° 8 est. 0,015492

La dilatation du verre. 0,002619

On a trouvé pour le thermomètre n° 9 :

$P = 287^{gr},332 \quad H_0 = 766,58$

$\pi = 4,355 \quad \theta = 100°,24 \quad \Delta\theta = 0,015390.$

THERMOMÈTRE à mercure n° 1.	THERMOMÈTRE à air calculé. T	p	Δ_t	t	k_t	DIFFÉRENCES du thermom. n° 9 et du thermom. à air. (t—T)
	100°,24	4gr,355	0,015390	100°,24	0,002765	0°,00
146°,50	146,10	6,296	0,022403	145,92	0,004195	—0,18
170,70	170,05	7,298	0,026061	169,75	0,004979	—0,30
198,07	196,89	8,418	0,030181	196,58	0,005864	—0,31
238,44	236,02	10,042	0,036215	235,88	0,007180	—0,14
286,89	282,30	11,958	0,043423	282,83	0,008740	+0,53
338,49	330,27	13,961	0,051070	332,64	0,010278	+2,37

La dilatation apparente du mercure entre 0° et 100° est dans le thermomètre n° 9. 0,015353

La dilatation du verre. 0,002758

Afin de donner d'une manière complète les expériences que j'ai faites sur la comparaison du thermomètre à air avec les thermomètres à mercure construits avec du verre ordinaire, je dois ajouter celles que j'ai exécutées en 1841 sous le même point de vue, et qui sont publiées (*Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, tome V, page 83). Ces expériences ont été exécutées avec un appareil qui ne diffère de celui que j'ai employé dans les expériences actuelles, qu'en ce que le thermomètre à air, formé par un ballon en verre ordinaire, occupait le centre de la chaudière, et trois thermomètres à mercure étaient disposés symétriquement autour du thermomètre à air. Les réservoirs des thermomètres étaient formés par des cylindres de 12 centimètres de long et de 32 millimètres environ de diamètre extérieur. Ces thermomètres présentaient par conséquent une capacité beaucoup plus grande que celle des thermomètres à mercure qui ont servi dans les expériences actuelles; mais on a pris les plus grandes précautions pour que ces thermomètres ne puissent pas présenter un retard sensible sur le thermomètre à air. Les résultats des anciennes expériences ont besoin de subir une petite correction, qui tient à ce que le coefficient de dilatation moyen du verre pour les différentes températures, a été calculé avec des valeurs inexactes de la dilatation absolue du mercure. Mais le mémoire que je viens d'indiquer renfermant toutes les données de l'observation, cette correction est très-facile à faire.

On trouve en effet à la page 91 du mémoire cité, un tableau

de la marche comparative de deux thermomètres à mercure à enveloppe de verre ordinaire, et d'un troisième thermomètre à mercure formé par un ballon semblable à celui qui avait servi de thermomètre à air. On déduit de ce tableau les résultats suivants :

$$P = 4122^{gr},88.$$

TEMPÉRATURES calculées du thermomètre à air, d'après le tableau annexé à la page 222. T	TEMPÉRATURES du thermomètre à mercure.	p	Δ_t	t	k_t	DIFFÉRENCES de marche des thermomètres à boule et du thermomètre à air.
°	°	gr		°		°
100,00	100,00	63,508	0,015645	100,00	0,002468	0,00
147,9	147,78	93,149	0,023115	147,75	0,003823	—0,15
208,3	208,13	130,141	0,032594	208,34	0,005605	0,00
254,0	254,13	158,343	0,039940	255,29	0,006881	+1,29
282,2	282,85	175,570	0,044478	284,30	0,007704	+2,10

J'ai calculé au moyen de ces expériences une formule d'interpolation parabolique

$$k_t = a + bT + cT^2$$

qui me permet de déterminer pour une température quelconque T du thermomètre à air la dilatation k_t qu'a subie le verre de l'enveloppe en passant de 0 à T°.

J'ai calculé cette formule d'interpolation avec les données

$T = 0 \qquad k_t = 0 \qquad\qquad a = 0$
$T = 147°,9 \qquad k_t = 0,003823 \qquad$ d'où $\qquad \text{Log. } b = \bar{5},3847176$
$T = 282°,2 \qquad k_t = 0,007704 \qquad\qquad \text{Log. } c = \bar{8},0336707$

A l'aide de cette formule, j'ai calculé une table qui donne les coefficients de dilatation moyens du ballon de 50 en 50°.

TEMPÉRATURES DU THERMOMÈTRE A AIR. T	DILATATIONS APPARENTES DU MERCURE. Δ_t	DILATATIONS ABSOLUES DU MERCURE. δ_t	DILATATIONS DU BALLON DE VERRE. k_t	COEFFICIENT MOYEN DE DILATATION. k
50°	0,007766	0,009013	0,001239	0,0000248
100	0,015562	0,018152	0,002533	0,0000253
150	0,023446	0,027417	0,003881	0,0000259
200	0,031360	0,036810	0,005282	0,0000264
250	0,039324	0,046329	0,006738	0,0000269
300	0,047336	0,055973	0,008248	0,0000275
350	0,055398	0,065743	0,009811	0,0000280

Ainsi, il faut, dans les tableaux des pages 92, 93 et 94, *Annales de Chimie,* tome V, remplacer δ par les valeurs de k, calculées comme il vient d'être dit. Il convient également de faire aux températures des thermomètres à mercure, une petite correction qui tient à ce qu'une portion sensible des colonnes de mercure renfermées dans les tiges des thermomètres, ne se trouvait pas à la température du bain. Les portions des tiges non plongées équivalaient à peu près à 7° pour chacun des thermomètres, en sorte que si l'on désigne par τ la température de ces portions de tige, il faut ajouter à chacune des températures T des thermomètres à mercure, une quantité représentée par

$$\varepsilon = 7^\circ \frac{T-\tau}{6480}.$$

La dilatation apparente du mercure dans le verre est ici supposée constante. En admettant $\tau = 50°$, on trouve pour

$T = 150°$	$\varepsilon = 0°,11$
$T = 200$	$\varepsilon = 0,16$
$T = 250$	$\varepsilon = 0,22$
$T = 300$	$\varepsilon = 0,27$
$T = 350$	$\varepsilon = 0,33$

TABLEAU DE LA COMPARAISON DU THERMOMÈTRE A AIR AVEC TROIS THERMOMÈTRES A MERCURE EN VERRE ORDINAIRE.

	DONNÉES DES THERMOMÈTRES A MERCURE.							DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR.											
NUMÉROS des expériences.	POIDS DU MERCURE SORTI DE 0 A T.			TEMPÉRATURES DONNÉES PAR LES THERMOMÈTRES.			MOYENNE												OBSERVATIONS.
	p_1	p_2	p_3	t_1	t_2	t_3	t	H	h	$\frac{v}{V}$	τ	H'	h'	$\frac{v'}{V'}$	τ'	TEMPÉRATURE du thermomètre à air. T	t'	t'—T	
	PREMIÈRE SÉRIE.																		
1	8,655 gr	»	10,762 gr	50,16°	»	50,18°	50,17°	746,52 mm	— 200,98 mm	0,00290	10,° »	745,90 mm	—101,68 mm	0,00290	12,0°	49,88°	50,18°	+ 0,30°	dans l'eau.
2	8,734	»	10,860	50,62	»	50,64	50,63	»	»	»	»	745,96	—100,64	»	11,9	50,44	50,64	+ 0,20	»
3	8,804	»	10,946	51,03	»	51,04	51,04	»	»	»	»	745,84	— 99,73	»	11,6	50,84	51,05	+ 0,21	»
4	10,626	»	13,232	61,69	»	61,81	61,75	»	»	»	»	745,92	— 78,82	»	11,5	61,48	61,76	+ 0,28	»
5	12,034	»	15,001	69,96	»	70,16	70,06	»	»	»	»	747,75	— 64,20	»	11,7	69,82	70,08	+ 0,26	»
6	17,092	»	21,275	99,82	»	99,96	99,89	»	»	»	»	748,39	— 5,91	»	12,3	99,83	99,93	+ 0,10	»
7	27,325	»	33,993	161,06	»	161,29	161,18	»	»	»	»	749,35	+ 113,85	»	12,2	161,45	161,29	— 0,16	dans l'huile.
8	35,564	»	44,218	211,21	»	211,24	211,22	»	»	»	»	749,81	+ 211,01	»	12,3	211,45	211,38	— 0,07	»
	DEUXIÈME SÉRIE.																		
1	4,626	7,382	5,908	34,06	34,14	34,10	34,10	(H — h) (1) 559,19		0,00275	14,9	761,62	— 133,90	0,00275	12,9	33,80	34,10	+ 0,30	dans l'eau.
2	4,766	7,590	6,085	35,09	35,11	35,12	35,11	»		»	»	761,50	— 131,54	»	12,9	34,87	35,11	+ 0,24	»
3	5,548	8,834	7,077	40,89	40,90	40,88	40,89	»		»	»	760,44	— 118,88	»	12,8	40,61	40,90	+ 0,29	»
4	6,309	10,042	8,052	46,55	46,50	46,56	46,54	»		»	»	759,44	— 106,23	»	13,2	46,36	46,55	+ 0,19	»
5	6,674	10,619	8,513	49,25	49,27	49,25	49,25	»		»	»	759,01	— 100,32	»	13,3	49,07	49,26	+ 0,19	»
6	6,695	10,656	8,543	49,41	49,40	49,43	49,42	»		»	»	758,62	— 99,79	»	12,7	49,14	49,43	+ 0,29	»
7	6,862	10,926	8,759	50,65	50,66	50,68	50,66	»		»	»	758,59	— 97,23	»	12,»	50,39	50,68	+ 0,29	»
8	7,546	12,015	9,632	55,74	55,76	55,78	55,76	»		»	»	758,44	— 86,90	»	12,9	55,51	55,78	+ 0,27	»
9	13,489	21,473	17,217	100,32	100,32	100,38	100,34	»		»	»	760,52	+ 1,84	»	14,9	100,34	100,34	0,00	»
	TROISIÈME SÉRIE.																		
1	13,455	13,131	17,173	100,06	100,20	100,13	100,13	750,56 (2)	— 196,60	0,00280	11,2	754,65	0	0,00280	10,4	100,15	100,13	— 0,02	dans l'eau.
2	3,606	»	»	26,52	»	»	26,52	»	»	»	»	754,03	— 146,97	»	10,4	26,42	26,52	+ 0,10	»
3	4,296	»	»	31,62	»	»	31,62	»	»	»	»	753,83	— 136,53	»	12,0	31,51	31,62	+ 0,11	»
4	4,551	»	»	33,50	»	»	33,50	»	»	»	»	753,33	— 132,51	»	12,0	33,36	33,50	+ 0,14	»
5	4,635	»	»	34,12	»	»	34,12	»	»	»	»	753,18	— 130,90	»	11,9	34,00	34,12	+ 0,12	»
6	5,784	»	»	42,64	»	»	42,64	»	»	»	»	752,63	— 113,37	»	11,5	42,46	42,64	+ 0,18	»
7	6,790	»	8,668	50,11	»	50,15	50,13	»	»	»	»	749,67	— 95,38	»	12,6	49,95	50,14	+ 0,19	»
8	6,958	»	8,884	51,36	»	51,42	51,39	»	»	»	»	749,55	— 92,71	»	12,9	51,22	51,40	+ 0,18	»
9	7,517	7,345	9,597	55,53	55,67	55,58	55,59	»	»	»	»	749,38	— 84,27	»	12,9	55,35	55,61	+ 0,26	»
10	8,266	8,074	»	61,11	61,25	»	61,18	»	»	»	»	749,16	— 72,66	»	13,4	61,03	61,20	+ 0,17	»
11	9,655	9,432	»	71,49	71,67	»	71,59	»	»	»	»	748,91	— 51,58	»	13,3	71,43	71,61	+ 0,18	»
12	11,052	10,792	»	81,97	82,13	»	82,06	»	»	»	»	749,03	— 25,58	»	12,5	81,98	82,08	+ 0,10	»
13	13,424	13,100	»	99,85	99,97	»	99,91	»	»	»	»	748,81	+ 5,53	»	13,0	99,94	99,93	— 0,01	»
14	13,658	13,338	»	101,58	101,78	»	101,68	»	»	»	»	756,14	+ 1,80	»	13,5	101,74	101,71	— 0,03	dans l'huile.
15	17,296	16,883	»	129,20	129,41	»	129,31	»	»	»	»	755,59	+ 57,86	»	13,5	129,63	129,36	— 0,27	»
16	19,124	18,682	»	143,16	143,59	»	143,38	»	»	»	»	755,57	+ 86,05	»	15,1	143,76	143,42	— 0,34	»
17	20,385	»	»	152,82	»	»	152,82	»	»	»	»	755,41	+ 105,54	»	15,6	153,43	152,93	— 0,50	»
18	21,895	»	»	164,43	»	»	164,43	»	»	»	»	754,63	+ 129,19	»	12,5	164,99	164,54	— 0,45	»
19	23,086	22,535	»	173,62	173,90	»	173,76	»	»	»	»	749,25	+ 153,00	»	14,6	174,29	173,90	— 0,30	»
20	26,742	26,120	»	201,96	202,43	»	202,19	»	»	»	»	751,43	+ 206,94	»	16,7	202,59	202,35	— 0,24	»
21	27,216	26,598	»	205,66	206,25	»	205,96	»	»	»	»	752,06	+ 213,84	»	14,7	206,39	206,12	+ 0,27	»
22	28,816	28,124	»	218,15	218,49	»	218,32	»	»	»	»	755,48	+ 234,95	»	13,9	218,86	218,48	— 0,38	»
23	32,429	31,659	»	246,55	246,99	»	246,77	»	»	»	»	755,79	+ 290,46	»	14,9	247,17	246,97	— 0,20	»
24	35,181	34,352	»	268,34	268,87	»	268,61	»	»	»	»	756,71	+ 331,61	»	15,5	268,51	268,84	+ 0,33	»
25	37,441	36,587	»	286,34	287,14	»	286,74	»	»	»	»	757,16	+ 365,94	»	15,7	286,29	286,97	+ 0,68	»
26	40,641	39,689	»	311,98	312,65	»	312,32	»	»	»	»	758,02	+ 413,78	»	16,1	311,18	312,59	+ 1,41	»
27	23,285	22,727	»	175,15	175,42	»	175,29	»	»	»	»	765,10	+ 139,25	»	14,0	175,33	175,42	— 0,09	»
28	29,681	28,969	»	224,93	225,27	»	225,10	»	»	»	»	764,61	+ 238,38	»	12,1	225,23	225,28	— 0,05	»
	QUATRIÈME SÉRIE.																		
1	15,641	15,262	15,645	116,62	116,76	116,75	116,71	(H — h) 546,70		»	»	762,20	+ 15,06	0,00280	14,9	116,69	116,77	— 0,08	dans l'huile.
2	20,129	19,636	20,120	150,86	151,00	150,93	150,93	»		»	»	762,16	+ 82,69	0,00294	14,5	151,14	151,04	— 0,10	»
3	23,580	23,003	23,560	177,43	177,61	177,44	177,50	»		»	»	762,14	+ 135,26	0,00284	13,3	177,89	177,62	— 0,27	»
4	28,848	28,141	28,815	218,41	218,62	218,36	218,46	»		»	»	762,33	+ 215,15	0,00283	13,2	218,81	218,62	— 0,19	»
5	33,360	32,538	33,299	253,90	254,11	253,67	253,90	»		»	»	762,52	+ 283,47	0,00285	12,8	254,08	254,12	+ 0,04	»
6	37,149	36,218	37,078	284,03	284,12	283,72	283,96	»		»	»	762,41	+ 340,00	0,00322	13,8	283,63	284,21	+ 0,58	»
	CINQUIÈME SÉRIE.																		
1	22,451	21,906	22,432	168,71	168,92	168,79	168,81	(H — h) (3) 546,10		0,00270	14,5	761,65	+ 117,45	0,00268	14,7	168,92	168,92	0,00	dans l'huile.
2	25,430	24,816	25,396	191,76	192,02	191,68	191,82	»		»	»	761,62	+ 162,88	0,00280	14,4	192,22	191,96	— 0,26	»
3	29,080	28,369	29,037	220,22	220,45	220,10	220,26	»		»	»	761,80	+ 217,99	0,00286	14,0	220,59	220,44	— 0,15	»
4	33,116	32,306	33,069	251,97	252,23	251,85	252,02	»		»	»	761,98	+ 279,20	0,00293	13,2	252,25	252,24	— 0,01	»
5	37,261	36,357	37,212	284,90	285,25	284,79	284,98	»		»	»	762,57	+ 341,42	0,00304	13,0	284,79	285,23	+ 0,44	»
6	39,650	38,673	39,574	304,02	304,28	303,72	304,01	»		»	»	763,23	+ 376,97	0,00302	12,3	303,56	304,28	+ 0,72	»
7	23,018	22,455	22,988	173,09	173,26	173,02	173,12	»		»	»	767,52	+ 119,31	0,00305	10,6	173,17	173,24	+ 0,07	»
8	32,046	31,261	32,000	243,53	243,77	243,41	243,57	»		»	»	767,62	+ 256,90	0,00280	11,6	243,64	243,79	+ 0,15	»
9	38,403	37,447	38,325	294,03	294,19	293,70	293,97	»		»	»	767,67	+ 353,51	0,00281	12,4	293,52	294,23	+ 0,71	»
10	41,734	40,682	41,662	320,79	320,87	320,54	320,73	»		»	»	767,60	+ 404,10	0,00292	12,0	319,89	321,32	+ 1,43	»
11	42,593	41,541	42,521	327,73	327,99	327,47	327,73	»		»	»	767,72	+ 417,19	0,00279	12,4	326,63	328,32	+ 1,69	»
12	45,883	44,731	45,843	354,43	354,55	354,46	354,48	»		»	»	767,54	+ 465,70	0,00316	12,1	352,30	354,81	+ 2,51	»

(1) La pression à 0° a été calculée d'après l'expérience 9 faite dans l'eau bouillante.

(2) Le zéro a été pris par une expérience directe dans la glace fondante.

(3) Le zéro a été calculé d'après l'expérience (1) à 168°,92.

Le tableau suivant renferme les données des thermomètres à mercure qui ont été employés dans ces expériences.

	THERMOMÈTRE		
	I.	II.	III.
Série N° I.			
P=	1126^{gr},932	»	1406^{gr},592
p=	17^{gr},185	»	21,362
H=	769^{mm},68	»	769^{mm},53
T=	100°,36	»	100°,36
π=	17,1233	»	21,2853
Série N° II.			
P=	885^{gr},121	1407^{gr},781	1126^{gr},904
p=	13,458	21,403	17,168
H=	762^{mm},56	762^{mm},92	762^{mm},84
T=	100°,09	100°,11	100°,10
π=	13^{gr},446	21^{gr},379	17^{gr},151
Série N° III.			
P=	885,121	862,732	1126,904
p=	13,458	13,085	17,168
H=	762,56	755,83	762,84
T=	100°,09	99°,85	100°,10
π=	13,446	13,104	17,151
Séries N°s IV et V.			
P=	885,121	862,732	882,694
p=	13,458	13,085	13,445
H=	762,56	755,83	762,14
T=	100°,09	99°,85	100°,08
π=	13,446	13,104	13,434

M. Salvétat a analysé le verre du réservoir de l'un des thermomètres à mercure qui m'avaient servi dans ces expériences; il lui a trouvé une densité = 2,594, et pour composition :

	I.	II.	III.	IV.	MOYENNES.
Silice	»	69,69	69,51	69,96	69,72
Alumine			1,60	1,77	1,68
Oxyde de fer	»	2,53	0,36	0,44	0,40
Oxyde de manganèse			0,71	0,80	0,75
Chaux	»	6,14	6,31	6,45	6,30
Magnésie	traces	traces	traces	traces	traces
Potasse	5,131	»	»	»	5,13
Soude	13,97	»	»	»	13,97
Oxyde de plomb	»	2,92	2,58	2,65	2,72
					100,67

Afin de n'omettre aucune des expériences que j'ai faites sur la comparaison du thermomètre à air avec les thermomètres à mercure formés par des réservoirs en verre ordinaire, je dois rapporter quelques déterminations dans la vapeur d'essence de térébenthine et dans celle du mercure bouillant (*).

A cet effet, j'ai placé à côté du thermomètre à air de l'appareil, planche I, fig. 11, 12 et 13, un thermomètre à mercure à déversement, formé par un réservoir cylindrique semblable à celui du thermomètre à air, et terminé par un tube capillaire. De l'essence de térébenthine était placée dans la chaudière. On a fait bouillir cette essence; lorsque la température a paru stationnaire, on a fait l'observation I; la seconde observation II a été faite trois quarts d'heure après

(*) Ces expériences ont été déjà publiées (*Annales de Chimie et de Physique*, tome VI, page 377); mais les températures du thermomètre à air ont subi une petite correction provenant du changement de la dilatation absolue du mercure.

la première; la plus grande partie de l'essence avait passé à la distillation.

Données du thermomètre à mercure.	I.	II.	Données du thermomètre à air.	I.	II
P.....	$1343^{gr},82$....	1343,82	$H+h$...	$775^{mm},43$...	$775^{mm},43$
π =	$20^{gr},382$...	20,382	$\frac{v}{V}$.....	0,00120....	0,00120
p_1.....	$32^{gr},578$...	32,662	$H'+h'$..	$1221^{mm},16$...	$1222^{mm},12$
T_1.....	$161°,36$....	$161°,78$	t.....	$10°,00$....	$10°,00$
			θ.....	$161°,58$....	$161°,93$

Ainsi on a

	I.	II.
Thermomètre à mercure......	161°,36......	161°,78
Thermomètre à air..........	161°,66......	162°,01
Différences......	0°,30......	0°,23

Dans les expériences exécutées au milieu de la vapeur du mercure bouillant, on a placé un thermomètre à air et un thermomètre à mercure, de même forme que les tubes qui m'ont servi dans ma première série d'expériences pour déterminer le coefficient de dilatation de l'air entre 0° et 100° (page 25), immédiatement à côté l'un de l'autre, dans une cornue en fonte, dont la forme était à peu près celle de la cornue représentée fig. 13, planche I, mais avec des dimensions un peu plus grandes. Cette cornue renfermait une vingtaine de kilogrammes de mercure, que l'on portait à l'ébullition; un bout de tuyau en tôle, percé de trous, et ouvert aux deux extrémités, formait une première enveloppe autour des deux thermomètres. On ne fermait le tube à air à la lampe que lorsqu'une grande partie du mercure avait passé à la distillation; les deux thermomètres avaient nécessairement alors la même température.

Voici les résultats obtenus, en conservant les mêmes notations que dans mon premier mémoire :

Thermomètres à mercure.

	I.	II.	III.	IV.
P........	768gr,94.....	761,57.....	863,98....	803,92
p........	11gr,893....	11,580....	13,136...	12,215
H_1........	770mm,53.....	768,25.....	768,18....	763,65
T_1........	100°,39.....	100,31.....	100,31....	100,13
p_1........	40gr,556....	40,145....	45,755...	42,594
T........	363°,39.....	361,54.....	363,33....	363,09

Thermomètres à air.

	I.	II.	III.	IV.
P........	803gr,22.....	863,98.....	761,21....	768,56
P'........	373gr,79.....	399,33.....	352,98....	355,63
H_1........	769mm,59.....	768,40.....	768,08....	763,65
H_0........	770mm,27.....	766,76.....	766,11....	758,02
h........	139mm,64.....	140,23.....	135,95....	135,94
x........	358°,46.....	357°,48.....	359°,27....	358°,68
Différences.	4°,93.....	4°,06.....	4°,06....	4°,41

Il est important de remarquer que dans les expériences qui précèdent, on a employé quatre thermomètres à mercure différents, bien que tous fabriqués avec du verre ordinaire.

Si l'on compare entre eux les résultats obtenus sur les thermomètres en verre ordinaire, on arrive à la même conclusion que pour les thermomètres en cristal de Choisy-le-Roi :

Les thermomètres à mercure construits avec les diverses variétés de verre ordinaire, que l'on emploie en ce moment à la confection des instruments de chimie, ne marchent pas rigoureusement d'accord au delà des points fixes qui ont servi

à régler leurs échelles ; mais les différences sont assez petites pour qu'on puisse les négliger dans le plus grand nombre des expériences, surtout si l'on a soin de rejeter les verres qui renferment une quantité sensible de plomb, et que l'on reconnaît facilement quand on les travaille à la lampe.

Les thermomètres à mercure en verre ordinaire diffèrent considérablement dans leur marche des thermomètres à enveloppe de cristal; et ces deux classes d'instruments ne peuvent pas être considérées comme comparables. *Il sera nécessaire, dans tous les cas, de transformer les indications des thermomètres à mercure en indications du thermomètre à air, au moyen des tables que nous donnerons plus loin.*

Les dilatations absolues du verre ordinaire entre 0° et 100°, varient d'une manière très-marquée avec les différences de composition, et surtout suivant le travail auquel on a soumis le verre : ainsi nous avons trouvé

Thermomètre N°	5	0,002713
»	6	0,002686
»	7	0,002431
»	8	0,002619
»	9	0,002758

J'ai comparé encore avec le thermomètre à air deux autres thermomètres à mercure, dont l'un était en verre peu fusible d'une couleur verdâtre. Ce verre est employé en France dans la fabrication de divers instruments de chimie; l'autre avait été construit avec un verre de Suède très-difficilement fusible. J'aurais désiré étendre cette comparaison aux diverses espèces de verre que l'on utilise pour les recherches scientifiques dans différents pays: il est clair que ce travail est devenu

absolument nécessaire pour pouvoir comparer les résultats obtenus à l'avenir par les savants étrangers. Mais je n'ai pas réussi jusqu'ici à me procurer des échantillons bien authentiques.

Comparaison du thermomètre à air avec un thermomètre à mercure n° 10 *en verre vert.*

Le réservoir du thermomètre n° 10 est formé par un tube en verre vert semblable à ceux que nous employons à Paris pour les analyses organiques; il était soudé à un tube capillaire du même verre.

La densité de ce verre a été trouvée de. . . . 2,481.
Sa composition est la suivante:

	I.	II.	III.	MOYENNES.
Silice	»	68,50	68,66	68,58
Alumine			1,23	1,23
Oxyde de fer	»	3,10	1,84	1,84
Oxyde de manganèse			0,46	0,46
Chaux	14,00	14,00	14,21	14,07
Potasse	2,00	»	»	2,00
Soude	12,00	»	»	12,00
				100,18

On voit que ce verre diffère principalement du verre ordinaire en ce qu'il renferme beaucoup plus de chaux et moins d'alcali.

$P = 291^{gr},429 \quad H_0 = 745,79$

$\pi = \quad 4,506 \quad \theta = 99^\circ,47 \quad \Delta\theta = 0,015705$

THERMOMÈTRE à gaz hydrogène. T	p	Δ_t	t	k_t	DIFFÉRENCES du thermomètre n° 10 et du thermomètre à air. $(t-T)$
99°,47	4,506 gr	0,015705	99°,47	0,002315	0°,00
124,97	5,669	0,019839	125,65	0,002869	+0,68
142,21	6,433	0,022573	142,97	0,003320	+0,76
180,09	8,101	0,028592	181,10	0,004339	+1,01
225,48	10,075	0,035809	226,81	0,005634	+1,33
289,19	12,865	0,046183	292,52	0,007354	+3,33

On déduit également des résultats qui précèdent, pour la dilatation apparente du mercure dans le thermomètre n° 10, entre 0 et 100°. . . . . 0,015789; et pour la dilatation du verre. . . . . 0,002324.

Comparaison du thermomètre à air avec un thermomètre à mercure n° 11, *formé par du verre de Suède.*

Le thermomètre n° 11 est formé par un tube de verre que M. Pelouze avait rapporté de Suède en 1840. Ce verre est remarquable par son infusibilité.

	I.	II.	III.	IV.	MOYENNES.
Silice	»	71,10	71,30	71,70	71,37
Alumine	0,42	0,21	0,40	0,30	0,33
Oxydes de fer et de manganèse	traces	traces	traces	traces	traces
Chaux	9,45	9,28	9,40	9,30	9,36
Magnésie	traces	traces	traces	traces	traces
Potasse	19,23	»	»	»	17,23
Soude	1,78	»	»	»	1,79
					100,08

Sa densité a été trouvée de. . . . . 2,410.

On voit que ce verre diffère principalement de notre verre ordinaire en ce qu'il renferme beaucoup de potasse et très-peu de soude; tandis que c'est le contraire qui se présente dans ce dernier.

$$P = 221^{gr},649 \quad H_0 = 753,93$$
$$\pi = 3^{gr},402 \quad \theta = 99^{\circ},78 \quad \Delta\theta = 0,015587.$$

THERMOMÈTRE à air. T	p	Δ_t	t	k_t	DIFFÉRENCES du thermomètre nº 11 et du thermomètre à air. $(t - T)$
99°,78	3,402	0,015587	99°,78	0,002486	0°,00
111,49	3,786	0,017378	111,24	0,002844	—0,25
173,84	5,866	0,027185	174,01	0,004572	+0,21
234,71	7,873	0,036828	235,74	0,006343	+1,03
252,19	8,450	0,039634	253,70	0,006843	+1,51

La dilatation apparente du mercure dans le thermomètre nº 11, entre 0 et 100°, est. . . . . 0,015621.
La dilatation du verre. . . . . 0,002492.

J'ai cherché si les dilatations absolues k_t d'une même enveloppe de verre et les dilatations apparentes Δ_t du mercure dans cette enveloppe, pouvaient être reliées avec les températures T du thermomètre à air, avec une exactitude suffisante pour le plus grand nombre des applications, par des formules paraboliques à deux termes

$$k_t = bT + cT^2,$$
$$\Delta_t = b'T + c'T^2.$$

Mais j'ai reconnu que ces formules ne représentent pas les observations d'une manière satisfaisante. En comparant les nombres donnés par l'expérience à ceux qu'on déduit des formules, on voit que la courbe parabolique représentée par la formule, ne fait que couper la courbe véritable des dilatations dans les points qui ont servi à déterminer les constantes, et que d'un côté de ces points d'intersection la courbe s'élève au-dessus, et que de l'autre elle descend au-dessous de la courbe véritable. Si donc l'on avait besoin de connaître avec une grande exactitude les valeurs de ces dilatations, il vaudrait mieux les déduire de constructions graphiques exécutées sur les données immédiates de l'expérience, ou calculer des formules d'interpolation avec un terme de plus. Mais il serait préférable dans ce cas de chercher une forme d'interpolation qui s'appliquât à la nature du phénomène plus exactement que la forme parabolique.

Ce mode d'interpolation suffit cependant, lorsqu'on se propose seulement de calculer les tables de dilatations du verre qui sont nécessaires pour corriger les thermomètres à air des dilatations de leurs enveloppes. J'ai construit de cette manière la table suivante qui s'applique aux deux seules qualités de verre qui aient été employées dans la construction de mes thermomètres à air, savoir le cristal de Choisy-le-Roi et le verre ordinaire en tube.

Les constantes des formules paraboliques sont :

Pour le cristal de Choisy-le-Roi :

$$a = 0$$
$$\text{Log } b = \bar{4},1957769$$
$$\text{Log } c = \bar{8},2580666.$$

Pour le verre ordinaire :

$$a = 0$$
$$\text{Log } b = \bar{5},4171928$$
$$\text{Log } c = \bar{8},1691500.$$

TEMPÉRATURE du thermomètre à air. T	CRISTAL DE CHOISY-LE-ROI. DILATATION de 0° à T° k_{T}	CRISTAL DE CHOISY-LE-ROI. COEFFICIENT moyen de dilatation de 0° à T k	VERRE ORDINAIRE N° 5. DILATATION de 0° à T k_{T}	VERRE ORDINAIRE N° 5. COEFFICIENT moyen de dilatation de 0° à T k_{T}
10	0,000227	0,0000227	0,0002628	0,00002628
20	0,000454	0,0000227	0,0005285	0,00002642
30	0,000681	0,0000227	0,0007973	0,00002658
40	0,000909	0,0000227	0,0010689	0,00002672
50	0,001137	0,0000227	0,0013435	0,00002687
60	0,001368	0,0000228	0,0016211	0,00002702
70	0,001594	0,0000228	0,0019016	0,00002717
80	0,001825	0,0000228	0,0021851	0,00002731
90	0,002054	0,0000228	0,0024716	0,00002746
100	0,002284	0,0000228	0,0027609	0,00002761
110	0,002516	0,0000229	0,0030532	0,00002776
120	0,002747	0,0000229	0,0033486	0,00002790
130	0,002980	0,0000229	0,0036468	0,00002805
140	0,003212	0,0000229	0,0039479	0,00002820
150	0,003445	0,0000230	0,0042525	0,00002835
160	0,003678	0,0000230	0,0045600	0,00002850
170	0,003912	0,0000230	0,0048705	0,00002865
180	0,004146	0,0000230	0,0051822	0,00002879
190	0,004380	0,0000230	0,0054967	0,00002893
200	0,004616	0,0000231	0,0058171	0,00002908
210	0,004851	0,0000231	0,0061383	0,00002923
220	0,005088	0,0000231	0,0064636	0,00002938
230	0,005325	0,0000231	0,0067919	0,00002953
240	0,005561	0,0000232	0,0071232	0,00002968
250	0,005799	0,0000232	0,0074559	0,00002982
260	0,006037	0,0000232	0,0077922	0,00002997
270	0,006275	0,0000232	0,0081324	0,00003012
280	0,006514	0,0000233	0,0084756	0,00003027
290	0,006753	0,0000233	0,0088218	0,00003042
300	0,006994	0,0000233	0,0091686	0,00003056
310	0,007234	0,0000233	0,0095201	0,00003071
320	0,007474	0,0000233	0,0098752	0,00003086
330	0,007716	0,0000234	0,0102333	0,00003101
340	0,007958	0,0000234	0,0105944	0,00003116
350	0,008199	0,0000234	0,0109585	0,00003131

Je terminerai cette seconde partie de mon travail en donnant une table générale qui renferme tous les résultats de la comparaison du thermomètre à air normal avec les diverses espèces de thermomètres à mercure que j'ai étudiées. Ces résultats ont été déduits de constructions graphiques exécutées avec beaucoup de soin sur les données immédiates de l'expérience. On trouve ces constructions sur la planche VIII ; chaque division de l'échelle horizontale des abscisses représente 10° du thermomètre à air ; les ordonnées sont les différences de température (t—T) entre les thermomètres à air et à mercure, chaque division de l'échelle verticale représentant 1°.

La table ne commence qu'à partir de la température de 100°, qui est le dernier point fixe auquel tous les thermomètres s'accordent nécessairement. Il est probable cependant qu'il existe une différence sensible entre 0° et 100° dans la marche de ces divers instruments. Les expériences du tableau annexé à la page 226 le montrent d'une manière évidente ; mais les différences sont si petites, qu'il est difficile de les déterminer avec quelque précision.

TEMPÉRATURES du thermomètre à air. (T)	TEMPÉRATURES DU THERMOMÈTRE A MERCURE.			
	CRISTAL de Choisy-le-Roi. (t)	VERRE ordinaire n° 5. (t)	VERRE VERT n° 10. (t)	VERRE DE SUÈDE n° 11. (t)
100°	100,00°	100,00°	100,00°	100,00°
110	110,05	109,98	110,03	110,02
120	120,12	119,95	120,08	120,04
130	130,20	129,91	130,14	130,07
140	140,29	139,85	140,21	140,11
150	150,40	149,80	150,30	150,15
160	160,52	159,74	160,40	160,20
170	170,65	169,68	170,50	170,26
180	180,80	179,63	180,60	180,33
190	191,01	189,65	190,70	190,41
200	201,25	199,70	200,80	200,50
210	211,53	209,75	211,00	210,61
220	221,82	219,80	221,20	220,75
230	232,16	229,85	231,42	230,90
240	242,55	239,90	241,60	241,16
250	253,00	250,05	251,85	251,44
260	263,44	260,20	262,15	
270	273,90	270,38	272,50	
280	284,48	280,52	282,85	
290	295,10	290,80	293,30	
300	305,72	301,08		
310	316,45	311,45		
320	327,25	321,80		
330	338,22	332,40		
340	349,30	343,00		
350	360,50	354,00		

TROISIÈME PARTIE.

De la mesure des températures par les courants thermoélectriques

On sait, d'après la belle découverte de Séebeck, que lorsqu'on forme un circuit fermé avec deux lames de métaux différents soudées par leurs extrémités, et qu'on élève la température de l'une des soudures, il se forme un courant électrique qui est en général d'autant plus intense que la différence de température des deux soudures est plus grande. Les physiciens ont cherché immédiatement à utiliser cette propriété pour la mesure des températures.

Comme nous possédons des appareils extrêmement délicats, à l'aide desquels on constate et on peut mesurer jusqu'à un certain point les courants les plus faibles; que d'un autre côté, les lames métalliques qui forment le circuit peuvent être remplacées par des fils d'un très-petit diamètre, on a pu obtenir des appareils thermoscopiques extrêmement petits et susceptibles de mettre en évidence les plus faibles variations de température. Tout le monde sait le parti que MM. Becquerel et Breschet ont tiré de ces appareils pour mesurer les différences de température que présentent les diverses parties du corps humain, et les beaux résultats que M. Melloni a obtenus avec sa pile thermoélectrique dans ses recherches sur la chaleur rayonnante.

M. Pouillet a utilisé le même principe pour la mesure des

hautes températures (*), et il a donné sous le nom de *pyromètre magnétique* un appareil qu'il a comparé avec son pyromètre à air, et au moyen duquel il annonce pouvoir mesurer les températures les plus élevées de nos fourneaux.

L'emploi des éléments thermoélectriques pour la mesure des températures présenterait dans beaucoup de circonstances de si grands avantages sur les procédés ordinaires, notamment lorsqu'il s'agit de déterminer des températures dans des espaces rétrécis, qu'à plusieurs reprises j'ai fait des tentatives à ce sujet; mais je dois convenir que, malgré les expériences très-nombreuses et variées que j'ai faites, mes recherches ont été suivies de peu de succès, et je n'ai pas réussi à obtenir un instrument comparable, dont les indications pussent inspirer de la confiance à un moment quelconque. Il existe une telle instabilité dans les états moléculaires qui déterminent les courants thermoélectriques, que l'on n'est jamais sûr d'obtenir un courant d'une intensité constante, quand on met à plusieurs reprises les deux soudures aux mêmes températures; les variations sont surtout notables, lorsque, dans l'intervalle, l'appareil a été porté à des températures très-différentes.

L'instrument dont on se sert pour déterminer les intensités des courants, est loin de présenter la perfection qui est nécessaire dans des recherches précises, surtout si ces intensités varient beaucoup, comme cela a lieu quand on fait servir les courants thermoélectriques à la mesure des températures.

(*) *Éléments de physique*, quatrième édition, tome II, page 684. — *Comptes-rendus de l'Académie des sciences,* tome III, page 786.

On mesure l'intensité des courants électriques, soit par les déviations qu'ils produisent sur une aiguille aimantée librement suspendue, soit par les décompositions chimiques qu'ils opèrent. La seconde méthode, d'une grande importance pour la mesure des courants énergiques, est inapplicable lorsqu'il s'agit des courants thermoélectriques, qui sont toujours très-faibles, et présentent trop peu de résistance en arrière pour vaincre les moindres obstacles introduits dans le circuit.

Les seuls instruments qui aient été employés jusqu'ici pour la mesure des courants thermoélectriques, sont donc fondés sur les déviations que ces courants impriment à l'aiguille aimantée; ce sont les galvanomètres et la boussole des sinus.

Les galvanomètres à deux aiguilles aimantées se compensant partiellement, sont les plus convenables pour mesurer les courants très-faibles, par suite ils paraissent s'appliquer principalement aux courants thermoélectriques. Malheureusement les déviations des aiguilles ne sont proportionnelles aux intensités des courants qu'entre des limites très-restreintes; et pour les déviations un peu considérables on doit construire une table dans laquelle on trouve les intensités qui correspondent aux déviations observées. La construction directe de cette table ne serait pas un grand inconvénient, si la même table pouvait servir quelque temps; mais l'expérience a montré que dans un système de deux aiguilles partiellement compensées, l'intensité magnétique varie d'une manière assez notable par des circonstances qu'il est impossible de prévoir et de prévenir, pour que l'on soit obligé de refaire cette table très-fréquemment. Souvent au milieu d'une série d'expériences il peut survenir une altération sensible, et l'expérimentateur est toujours dans l'inquiétude

à cet égard. D'ailleurs la sensibilité du galvanomètre diminue rapidement avec l'amplitude des déviations, et l'on ne doit pas s'en servir pour mesurer des déviations de plus de 60°, parce qu'au delà de cette limite les indications de l'instrument deviennent très-incertaines.

Une partie de ces inconvénients se trouve écartée dans l'appareil que M. Pouillet a donné sous le nom de boussole des sinus. Dans cet instrument, l'aiguille est simple, et on amène toujours son axe magnétique suivant la direction même du courant; les intensités du courant sont alors proportionnelles aux sinus des angles que le méridien magnétique forme avec la direction de l'axe de l'aiguille. Pour s'assurer dans un moment quelconque de l'identité de l'appareil de mesure, il suffit de faire passer à travers le fil un courant d'une intensité constante, et facile à reproduire toujours identique; si l'aiguille marque la même déviation, on est sûr que l'appareil est resté comparable.

La boussole des sinus ne doit pas être employée pour mesurer des courants qui produisent des déviations de plus de 50 à 60°, parce qu'au delà de ces limites les sinus ne croissent plus que très-lentement pour des variations considérables de l'arc, et la boussole devient folle. Ainsi toutes les mesures sur la boussole des sinus devront rester comprises entre 0° et 60°, et correspondre aux intensités des courants thermoélectriques entre les limites de température que l'on veut mesurer. Il résulte de là, que si l'on veut déterminer des températures élevées, on est obligé de se contenter de déviations assez faibles pour une différence de 100°, et l'appareil devient peu sensible. Ainsi dans le pyromètre magnétique de M. Pouillet la boussole marquait une déviation de 4 à 5° pour

une différence de température de 100° des deux soudures de l'élément thermoélectrique. Il est vrai qu'en donnant au cercle divisé un diamètre assez grand, et en observant les déviations à l'aide d'un vernier, on peut pousser la subdivision du degré aussi loin que l'on veut, et il est facile, si le cercle divisé a un diamètre de 10 à 15 centimètres, d'apprécier des angles de 1'. La déviation produite par une différence de température de 100° serait donc mesurée à $\frac{1}{300}$ près, c'est-à-dire avec une exactitude plus que suffisante. Malheureusement l'aiguille aimantée est loin de présenter une sensibilité pareille. Dans les boussoles ordinaires, l'aiguille porte sur un pivot, et avec quelque soin que la chappe et le pivot aient été travaillés, on ne parvient pas à donner à l'aiguille une mobilité assez grande pour la faire obéir à de faibles variations dans l'intensité du courant. On est obligé de donner de petites secousses à l'instrument, pour vaincre l'inertie de l'aiguille; et la direction dans laquelle elle s'arrête, après qu'on l'a retirée de sa position d'équilibre, varie très-sensiblement, bien que le courant conserve toujours la même intensité. Ainsi dans une boussole parfaitement construite, avec chappe en agate, sur laquelle j'ai expérimenté, l'incertitude s'élevait à $\frac{1}{2}°$ sur 5°, ce qui donne par conséquent une incertitude de 10° sur 100.

On donne une mobilité beaucoup plus grande à l'aiguille en la suspendant à un fil de cocon ; mais alors il surgit d'autres inconvénients qui occasionnent des incertitudes semblables. Le centrage rigoureux de l'aiguille devient difficile, il peut varier sensiblement pendant le cours des expériences : l'extrême mobilité de l'aiguille fait qu'elle oscille constamment autour de sa position d'équilibre ; il est difficile d'o-

rienter le courant, de manière à ce que sa direction coïncide avec celle de l'axe magnétique de l'aiguille; et si la température que l'on veut mesurer n'est pas absolument stationnaire pendant un temps assez long, il devient presque impossible de faire l'observation au moment convenable. Dans tous les cas, la mesure de la déviation présente une grande incertitude, à moins que l'on n'ait beaucoup de temps à sa disposition pour ajuster l'appareil.

Si l'instrument ne doit pas être employé pour mesurer des températures très-élevées, s'il doit servir seulement entre 0° et 400°, on peut le disposer de manière à obtenir pour une différence de température de 100° des deux soudures, une déviation plus grande que 5°. Cependant cela n'est pas toujours facile, quand on ne veut employer qu'un élément simple et ne pas recourir à une pile composée de plusieurs éléments, lorsque d'ailleurs on ne peut pas former cet élément avec les métaux qui produisent les courants les plus énergiques, tels que le bismuth et l'antimoine, à cause de leur grande fusibilité. On obtient, il est vrai, des déviations plus grandes en augmentant le nombre des tours de fil qui agissent sur l'aiguille; mais cette augmentation elle-même présente une limite, parce que les fils doivent avoir une grande conductibilité pour les courants thermoélectriques, et par suite présenter un diamètre considérable.

On peut obtenir une sensibilité aussi grande que l'on veut, en remplaçant l'aiguille simple par un système de deux aiguilles partiellement compensées; mais on retombe alors en partie sur les inconvénients que présente le galvanomètre, notamment sur ceux qui dépendent de l'altération magnétique du système. J'ai fait beaucoup d'expériences avec des

boussoles disposées de cette manière ; mais l'extrême mobilité des aiguilles rend leur maniement très-difficile.

Les difficultés que l'on rencontre dans la mesure précise des intensités des courants thermoélectriques au moyen des galvanomètres et des boussoles de sinus, m'ont déterminé à chercher un procédé de mesure qui fût complétement indépendant de ces instruments, et je crois y être parvenu par la méthode suivante, qui me paraît devoir s'appliquer avec succès à l'étude des lois des courants thermoélectriques.

J'ai fait construire un élément bismuth et antimoine composé de deux barreaux ABCD (*fig.* 22 et 23, Pl. II) obtenus par moulage. Ces deux barreaux parfaitement semblables sont juxtaposés dans toute leur étendue et maintenus séparés par une lame d'ivoire ; ils ne se touchent qu'aux extrémités A et D, où se trouvent les deux soudures. La longueur BC est de 20 centimètres, les branches verticales AB, CD ont 12 centimètres. Cet élément bismuth et antimoine est pour moi *l'élément normal* auquel je rapporte tous les autres éléments thermoélectriques, mais il ne doit servir que pour des températures peu élevées qui ne dépassent pas 30°.

L'élément destiné aux hautes températures est formé par un fil de fer et par un fil de platine de 1 millimètre de diamètre ; les extrémités de ces fils sont soudées à l'argent. Le fil de fer E*f*F (*fig.* 25) a 80 centimètres environ de longueur ; les deux fils de platine E*c*, F*d* sont attachés auprès du fil de fer, dont ils sont isolés par une enveloppe non conductrice. Dans la partie inférieure les fils sont séparés par une lame de verre mince. Ils sont terminés par deux appendices en laiton

c et d, qui permettent d'introduire un appareil galvanométrique dans le circuit.

Les deux soudures E et F sont maintenues dans des tubes de verre remplis d'une huile fixe ne renfermant pas d'oxygène. L'un de ces tubes est placé dans la chaudière pleine d'huile dont il a été parlé dans la première partie de ce mémoire (page 173), à côté d'un thermomètre à mercure marchant de 0° à 350° : dans quelques expériences on a utilisé un thermomètre à air disposé dans la chaudière. Le tube qui renferme la seconde soudure est maintenu à une température constante au moyen de glace fondante ou dans un grand bain d'eau à côté d'un thermomètre à mercure.

L'élément normal bismuth et antimoine est disposé en ABCD (*fig.* 26 et 27) de manière à ce que les deux soudures A et D plongent dans deux vases MN, M'N' remplis d'eau à différentes températures, et séparés l'un de l'autre par un écran SR. Un même agitateur FGF'G' permet d'agiter à la fois l'eau dans les deux vases, et deux thermomètres T et T', très-exacts et rigoureusement comparés, sont placés auprès des deux soudures. Ces thermomètres sont ceux qui ont servi aux expériences calorimétriques que je décrirai dans les mémoires suivants; ils portent 18 divisions par degré centigrade; de sorte que les différences de température des deux soudures peuvent être mesurées avec une extrême précision.

Enfin, un galvanomètre différentiel très-sensible complète l'appareil. Ce galvanomètre porte un système de deux petites aiguilles compensées, auquel se trouve fixée une longue tige creuse en verre effilé très-fin. L'extrémité de cette tige, qui est noircie, marche sur un cadran divisé de 15 centimètres de diamètre; on l'observe au moyen d'une lunette. Le ca-

dran est divisé en quarts de degré, et il est très-facile d'apprécier des déviations de $\frac{1}{8}$ et même de $\frac{1}{16}$ de degré. La sensibilité du galvanomètre est telle, qu'une différence de température de 1° dans les deux soudures bismuth et antimoine imprime à l'aiguille une déviation de 17°.

Le galvanomètre est introduit dans le circuit fer et platine par l'un de ses fils, et dans le circuit bismuth et antimoine à l'aide de son second fil.

Cela posé, la soudure fer et platine E étant maintenue à une température constante t, si l'on porte la soudure F à une température T′ mesurée sur le thermomètre du bain d'huile, il en résultera un courant qui déviera l'aiguille du galvanomètre; mais en élevant convenablement la température d'une des soudures de l'élément bismuth et antimoine, on obtiendra un second courant inverse du premier, au moyen duquel on pourra neutraliser celui-ci et ramener l'aiguille du galvanomètre à 0. On notera les températures θ et θ' que marqueront les deux thermomètres T et T′ au moment de la neutralisation.

Ainsi, une différence de température $T' - t$, entre les deux soudures fer et platine, produit un courant qui est neutralisé sur le galvanomètre par le courant que développe dans l'élément bismuth et antimoine une différence de température $\theta' - \theta$. Cette différence de température $\theta' - \theta$ est d'ailleurs beaucoup plus petite que $T' - t$, parce que la force électromotrice de l'élément bismuth et antimoine est incomparablement plus grande que celle de l'élément fer et platine; car pour $T' - t = 100°$ on a $\theta' - \theta = 6°,5$.

Si l'on porte le bain d'huile à la température T″, il faudra porter θ' à θ'' pour maintenir l'aiguille du galvanomètre à 0°.

En continuant de la même manière, on obtiendra une série de températures $T'-t$, $T''-t$, $T'''-t$, etc., etc., qui produiront sur l'élément fer et platine des courants qui font équilibre sur le galvanomètre aux courants produits dans l'élément bismuth et antimoine par des différences de température $\theta'-\theta$, $\theta''-\theta$, $\theta'''-\theta$, etc., etc. Si donc les deux éléments thermoélectriques restent comparables, il suffira, une fois pour toutes, de faire une table dans laquelle seront inscrites d'un côté les différences de température $T'-t$, $T''-t$, $T'''-t$ de l'élément fer et platine mesurées sur le thermomètre à air, et de l'autre les différences de température $\theta'-\theta$, $\theta''-\theta$, $\theta'''-\theta$ de l'élément bismuth et antimoine.

Si l'on veut maintenant mesurer une température élevée avec l'élément fer et platine, il suffira de chercher la température $\theta'-\theta$ qui lui fait équilibre sur l'élément bismuth et antimoine, et l'on trouvera dans la table dont je viens d'indiquer la construction, la température $T-t$ qui lui correspond sur l'élément fer et platine.

Cette méthode est complétement indépendante de l'appareil de mesure; l'état magnétique de l'aiguille peut changer sans que cela amène d'inconvénients, car il se modifierait de la même manière pour les deux éléments thermoélectriques. La seule condition indispensable, c'est que les deux éléments restent toujours parfaitement comparables, et l'expérience décidera facilement si cette condition se trouve satisfaite.

Je ne transcrirai pas ici d'une manière complète les nombreuses séries d'expériences que j'ai faites par cette méthode. Je me contenterai de rapporter en détail une seule de ces séries, et je donnerai seulement les résultats de quel-

ques autres, afin qu'on puisse juger de la marche des observations.

PREMIÈRE SÉRIE.

ÉLÉMENT FER ET PLATINE.		ÉLÉMENT BISMUTH ET ANTIMOINE.		DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE.	
Soudure froide. t.	Soudure chaude. T'.	Soudure froide. θ.	Soudure chaude. θ'.	Fer et platine (T'—t).	Bismuth et antimoine (θ'—θ).
°	°	°	°	°	°
21,13	100,10	18,12	23,06	78,97	4,94
21,14	100,10	18,11	23,05	78,96	4,94
21,05	100,10	18,13	23,06	79,04	4,93
21,04	116,15	18,08	24,14	95,11	6,06
21,05	116,25	18,12	24,19	95,20	6,07
21,15	152,70	18,04	26,24	131,55	8,20
21,18	153,25	18,11	26,40	132,07	8,29
21,18	161,45	18,08	26,47	140,27	8,39
21,01	161,50	18,12	26,64	140,49	8,52
21,23	174,36	18,07	27,54	153,13	9,47
21,27	174,31	18,12	27,65	153,04	9,53
21,12	205,43	18,08	29,00	184,30	10,92
21,27	205,38	18,13	29,02	184,11	10,89
21,12	246,32	18,08	30,59	225,19	12,51
21,21	246,32	18,11	30,65	225,11	12,54
21,23	279,89	18,10	31,52	258,66	13,42
21,39	279,59	18,13	31,61	258,21	13,48
20,98	304,40	18,11	32,32	283,42	14,21
21,04	304,05	18,12	32,28	283,01	14,16
21,20	303,45	18,14	32,22	282,25	14,08

DEUXIÈME SÉRIE. TROISIÈME SÉRIE.

DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE. (Deuxième série)		DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE. (Troisième série)	
Soudures fer et platine. (T′—t).	Soudures bismuth et antimoine. (θ′—θ).	Soudures fer et platine. (T′—t).	Soudures bismuth et antimoine. (θ′—θ).
22°,56	1°,60	46°,29	3°,18
39,59	2,91	46,22	3,21
39,55	2,96	19,62	1,08
84,17	5,69	19,47	1,06
83,90	5,64	82,05	5,18
83,82	5,65	81,87	5,19
81,11	5,36	101,37	6,37
81,06	5,45	101,97	6,49
90,04	6,24	131,07	8,07
103,66	6,88	132,35	8,16
102,29	6,85	178,23	10,38
127,30	8,99	177,89	10,42
126,90	9,03	147,30	9,04
153,79	10,56	147,47	9,04
153,59	10,58	163,53	9,82
174,48	11,70	163,78	9,87
204,28	12,94	199,65	11,53
204,07	12,87	199,98	11,65
235,30	13,94	226,36	12,68
234,97	13,86	225,89	12,71
259,22	14,61	249,45	13,50
259,37	14,55	250,05	13,61
283,74	15,28	278,31	14,61
282,40	15,13	278,36	14,61

QUATRIÈME SÉRIE.

DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE.		DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE.	
Soudures fer et platine. (T′—t).	Soudures bismuth et antimoine. (θ′—θ).	Soudures fer et platine. (T′—t).	Soudures bismuth et antimoine. (θ′—θ).
84°,33	5°,46	183°,26	10°,64
84,18	5,45	239,14	12,65
124,91	7,85	239,39	12,67
124,93	7,83	280,15	13,88
183,36	10,64	280,80	14,02

J'ai représenté graphiquement les résultats de ces expériences ; pour le faire d'une manière commode, j'ai pris pour ordonnées les différences de température des soudures fer et platine divisées par 3 ; et j'ai pris pour abscisses les différences de température des soudures bismuth et antimoine multipliées par 5.

Les circonstances étant en apparence identiques dans ces diverses séries d'expériences, les courbes qui s'y rapportent devraient se superposer. Cependant il n'en est pas ainsi ; dans quelques cas la courbe présente une régularité très-satisfaisante dans toute son étendue ; dans d'autres cas au contraire, et sans qu'il soit possible d'en reconnaître la cause, il se fait un saut brusque en un point, et la seconde partie de la courbe ne se raccorde plus avec la première ; rarement les courbes fournies par deux séries d'expériences se rapprochent suffisamment, pour qu'il soit permis d'attribuer les différences aux erreurs d'observation, et de considérer les deux courbes comme l'expression d'un même phénomène.

Ces variations tiennent probablement à des changements qui s'opèrent dans l'état moléculaire des métaux à l'endroit des soudures, et qui suffisent pour modifier notablement les forces électromotrices. Quelquefois ces changements surviennent brusquement au milieu d'une série d'expériences, ils produisent alors les sauts que l'on remarque dans les courbes; dans d'autres cas au contraire, les altérations ne s'opèrent que lentement, et on ne les reconnaît qu'en faisant passer les éléments par les mêmes températures.

J'ai pensé que l'on parviendrait peut-être à faire disparaître ces irrégularités, en évitant la petite quantité de soudure qui réunit les deux métaux (*) et en donnant une grande section à l'élément le plus mauvais conducteur. A cet effet, j'ai fait construire l'élément représenté fig. 24, planche II. Un tube de fer creux a été recourbé à chaud suivant ABCD; on a enlevé à la lime la partie supérieure de ce tube, de manière à transformer la partie BC en un canal. Les extrémités A et D ont été battues à chaud, afin de faire disparaître presque complétement l'ouverture intérieure, et on y a incorporé, au blanc soudant, deux fils de platine de 1 millimètre de diamètre. Ces fils sont placés dans l'intérieur des tubes creux AB et CD, et pour les isoler des parois en fer, on les a recouverts de tubes de verre : ils sont terminés par deux pinces de laiton *a* et *b*, placées immédiatement l'une à côté de l'autre, et à l'aide desquelles on fait communiquer l'élément avec le galvanomètre.

(*) Dans les éléments employés pour les expériences précédentes, les deux fils fer et platine étaient soudés à l'argent, mais l'argent s'y trouvait en quantité inappréciable.

Ce nouvel élément thermoélectrique a été disposé dans l'appareil de la même manière que dans les expériences précédentes, la partie qui plongeait dans la chaudière étant maintenue dans un tube plein d'huile.

Je donnerai les résultats de quelques expériences.

CINQUIÈME SÉRIE.		SIXIÈME SÉRIE.	
DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE.		DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE.	
Soudures fer et platine. (T' — t).	Soudures bismuth et antimoine. (θ' — θ).	Soudures fer et platine. (T' — t).	Soudures bismuth et antimoine. (θ' — θ).
96°,76	6°,24	120°,88	9°,21
96,32	6,25	120,86	9,20
163,52	9,75	114,31	8,70
163,69	9,71	113,21	8,65
179,94	10,38	158,87	11,69
179,41	10,43	158,94	11,69
217,99	12,01	150,77	11,37
217,16	11,88	151,13	11,36
268,64	13,71	186,71	13,40
270,02	13,65	186,81	13,52
269,89	13,50	216,93	15,15
274,76	13,61	217,07	15,31
273,46	13,55	268,77	17,87
		268,66	17,77
		285,75	18,08
		285,72	18,03

SEPTIÈME SÉRIE.

DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE.		DIFFÉRENCES DE TEMPÉRATURE.	
Soudures fer et platine. $(T'-t)$.	Soudures bismuth et antimoine. $(\theta'-\theta)$.	Soudures fer et platine. $(T'-t)$.	Soudures bismuth et antimoine. $(\theta'-\theta)$.
103°,80	8°,27	221°,60	15°,75
103,40	8,23	282,18	18,41
117,92	9,08	281,46	18,51
117,96	9,30	149,77	12,36
117,96	9,29	148,97	12,30
152,19	11,64	195,67	15,01
152,29	11,69	195,31	14,97
189,69	13,99	268,76	18,76
188,91	14,00	268,56	18,60
221,95	15,72	268,06	18,55

J'ai représenté par la méthode graphique les résultats de ces nouvelles expériences, comme cela avait déjà été fait pour ceux de la première. J'ai pu reconnaître ainsi, que les trois courbes ne se superposaient pas, mais qu'elles présentaient néanmoins des écarts moins considérables que celles des quatre premières séries.

Dans la septième série, sans déranger aucune partie de l'appareil, on a laissé refroidir le bain d'huile après l'observation faite à 281°, et l'on a repris les expériences lorsque la température du bain a été descendue vers 140°. Il est à remarquer que la portion de la courbe qui se rapporte à cette seconde période, ne se raccorde pas avec celle qui est donnée par la première, et cependant on n'avait rien changé à l'appareil.

J'ai fait beaucoup d'essais sur l'élément bismuth et antimoine, afin de reconnaître si les irrégularités ne proviendraient pas principalement de cet élément; mais en faisant varier la température des soudures entre les limites qui étaient atteintes dans les expériences précédentes, savoir, de 15° à 33°, j'ai trouvé que l'élément bismuth et antimoine restait assez constant. J'ai reconnu qu'une différence de température de 1° entre les deux soudures, produisait sensiblement la même déviation de 17° sur mon galvanomètre, quelle que fût leur température absolue, cette température restant cependant toujours comprise entre les limites que j'ai indiquées plus haut. Mais il est difficile de décider si cette proposition est rigoureuse ou si elle n'est qu'approchée, parce que l'intensité du courant varie d'une manière sensible avec le temps, lors même que les deux soudures présentent constamment la même différence de température; et il reste toujours un peu d'incertitude sur la valeur de la déviation qu'il convient d'inscrire.

Mais j'ai reconnu, contrairement à l'opinion généralement admise, qu'une augmentation de 1° dans la différence de température des deux soudures de l'élément bismuth et antimoine, développe une force électromotrice d'autant plus faible que la différence de température est plus grande, même entre les limites de 15° à 35°.

Ce résultat se vérifie facilement de la manière suivante. L'élément bismuth et antimoine étant disposé dans les deux vases pleins d'eau comme dans la fig. 26, et en communication avec le galvanomètre, on amène l'aiguille au zéro, en mettant l'eau des deux vases exactement à la même température; puis, on verse une certaine quantité

d'eau chaude dans l'un des vases, de manière à produire rigoureusement une différence de température de 1° entre les deux soudures. On note la déviation n de l'aiguille.

On fait ensuite passer à travers le second fil du galvanomètre différentiel, un courant hydroélectrique très-faible et parfaitement constant : l'aiguille se trouve déviée d'une certaine quantité par ce courant, mais on la ramène au zéro, en élevant convenablement la température de l'une des soudures bismuth et antimoine. Les deux courants se font alors équilibre; on élève la température de la même soudure de 1°, il en résulte une déviation de l'aiguille qui est précisément égale à la déviation n observée précédemment, si la force électromotrice, développée par une augmentation de 1° dans la différence de température, est la même, quelle que soit cette différence.

En faisant ainsi passer successivement à travers le second fil du galvanomètre des courants hydroélectriques *constants*, de plus en plus forts, et les neutralisant chaque fois par une différence convenable de température entre les deux soudures de l'élément thermoélectrique, j'ai reconnu que la force électromotrice développée par un accroissement de 1° de la différence de température, était d'autant plus faible que cette différence était plus grande.

L'élément thermoélectrique formé par des fils de fer et de platine, n'est pas le seul que j'aie essayé dans les hautes températures, j'ai fait également des expériences avec quelques éléments composés d'autres fils métalliques. Mais l'élément fer et platine s'est montré constamment le plus convenable, c'est celui dont la force électromotrice diminue le moins avec l'élévation de la température.

La sensibilité de l'élément fer et cuivre diminue très-rapidement avec la température. Vers 240° une élévation de 20 à 30° n'exerce plus d'influence sur l'aiguille qui reste complétement stationnaire : l'aiguille rétrograde lorsqu'on élève la température plus haut, et l'intensité du courant, loin d'augmenter avec la température, va alors en diminuant. Cette observation est d'accord avec celle que M. Becquerel a faite il y a longtemps sur l'élément fer et cuivre : d'après cet habile physicien, le courant s'établirait même en sens contraire de sa direction primitive, lorsqu'on chauffe l'élément fer et cuivre dans la flamme d'une lampe à alcool. (*Annales de Chimie et de Physique,* tome XXXI, page 385.)

J'ai fait également à plusieurs reprises des expériences sur les courants thermoélectriques, en interposant dans le circuit des résistances variables, de manière à maintenir l'aiguille du galvanomètre à une déviation constante pour les diverses températures communiquées aux soudures. Je me suis servi pour cela, soit du rhéostat de M. Wheatstone, soit d'un simple fil métallique tendu par un poids et dont j'introduisais des longueurs différentes dans le circuit. Mais j'ai obtenu ainsi des résultats beaucoup plus variables et bien plus incertains que par la méthode que j'ai décrite plus haut; j'ajoutais de cette manière aux anomalies produites par les éléments thermoélectriques eux-mêmes, celles qui dépendent des irrégularités de la conductibilité des fils résistants, et qui rendront toujours cette méthode très-incertaine pour l'étude des courants électriques très-faibles.

En résumé, si les expériences nombreuses que j'ai faites sur les courants thermoélectriques, ne décident pas que ces courants ne pourront pas être employés à l'avenir pour la

mesure des températures, elles montrent au moins que nous sommes encore loin de connaître toutes les circonstances qui influent sur le phénomène, et de pouvoir fixer les conditions dans lesquelles les éléments thermoélectriques doivent être établis pour que les intensités des courants dépendent uniquement de la température.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES.

Il résulte des observations développées dans ce mémoire, que le thermomètre à air est le seul instrument de mesure que l'on puisse appliquer avec confiance à la détermination des températures élevées ; c'est le seul que nous emploierons à l'avenir, lorsque les températures dépasseront 100°.

Notre thermomètre à air sera fondé sur la mesure des changements de force élastique qu'éprouve un même volume d'air, lorsqu'il est porté aux diverses températures; la disposition générale de l'appareil sera d'ailleurs semblable à celle que nou savons décrite page 172, et qui est représentée dans les *fig.* 13, 14, 15 : seulement nous remplacerons souvent le réservoir sphérique par un réservoir cylindrique.

Le plus ordinairement nous remplirons le thermomètre d'air sec sous la pression de l'atmosphère, pendant que le réservoir sera dans la glace fondante; quelquefois cependant l'air du réservoir ne présentera la force élastique de l'atmosphère, que lorsque le réservoir sera chauffé à 100° par la vapeur de l'eau bouillante ; enfin, dans quelques cas plus rares, la force élastique de l'air intérieur sera différente de celle de l'atmosphère, soit à 0°, soit à 100°. Les différences

de densité de l'air intérieur n'empêcheront pas les thermomètres d'être comparables, comme nous l'avons trouvé ci-dessus page 185.

Il convient, toutes les fois que ce sera possible, de disposer le thermomètre à air de manière à ce qu'on puisse déterminer directement, par l'expérience, les forces élastiques à 0° et à 100°, le réservoir étant plongé dans la glace fondante ou maintenu dans la vapeur de l'eau bouillante. Mais il arrivera souvent que la détermination directe des deux points fixes de l'échelle thermométrique sera impossible, lorsque le thermomètre est disposé dans des vases où il est difficile de pénétrer; on est obligé alors de prendre le point de départ du thermomètre à air à la température du milieu ambiant prise sur un thermomètre à mercure, et de déduire ensuite par le calcul les éléments qui conviennent à l'appareil pour la température de la glace fondante.

Si le thermomètre renferme de l'air ayant une force élastique de 760mm à 0°, il présentera, aux températures plus élevées, les forces élastiques suivantes :

100°	1036mm
200	1311
300	1584
350	1720
400	1856
500	2126
600	2394
700	2661
800	2925

Si l'on ne dépasse pas la température de 350°, la force élastique de l'air intérieur ne deviendra pas plus grande

que 1720^{mm}; la pression effective sur les parois ne dépassera pas 960^{mm}; elle sera donc trop faible pour qu'il y ait à craindre une déformation permanente de l'enveloppe. Mais dans les températures plus élevées on a à craindre une déformation permanente pour deux raisons :

1° La pression intérieure devient considérable;

2° Le verre peut éprouver un ramollissement sensible.

Il convient donc d'introduire dans le thermomètre, de l'air avec une force élastique plus faible, lorsque l'instrument est destiné à la mesure de températures très-élevées. Si l'air présentait à 0° une force élastique de 300^{mm}, il acquerrait à 500° la force élastique de 850^{mm}, qui ne surpasse la pression extérieure que de 90^{mm} environ.

Lorsqu'on a une seule température à déterminer, on peut donner au thermomètre à air la disposition suivante, qui est très-commode dans beaucoup de circonstances.

Un ballon A, planche II, fig. 10, est terminé par un tube capillaire *ar*, dont l'extrémité est mastiquée dans une petite tubulure en acier à robinet *r*. On remplit ce ballon d'air sec, et on le dispose, dans l'enceinte dont on veut mesurer la température, de manière à ce qu'une petite portion du tube capillaire sorte au dehors de l'enceinte; le robinet *r* reste ouvert et en communication avec un tube desséchant. Au moment où l'on veut déterminer la température, on ferme le robinet et l'on observe le baromètre. On retire l'appareil et on le laisse revenir à la température ambiante.

L'appareil manométrique *bdef* attaché sur une planche verticale est complétement rempli de mercure; on ajuste le tube capillaire *ar* du réservoir thermométrique au tube *cbr* du manomètre. Les tubulures *r* et *r'* présentent la forme de

la fig. 11 qui en donne une section longitudinale ; la pièce r' porte à son extrémité un petit cône saillant qui en treexactement dans un cône concave qui termine la pièce r; les rebords mn et $m'n'$ sont parfaitement dressés, et il suffit d'interposer entre ces rebords un peu de caoutchouc fondu et de serrer les deux pièces r et r' l'une contre l'autre au moyen du collier à vis de la fig. 12, pour obtenir une fermeture absolument hermétique. Les pièces r, r' ne comprennent entre elles qu'un espace vide extrêmement petit et facile à apprécier, parce que les tubes de verre remplissent exactement les parties évasées o et o'.

On enveloppe le réservoir A et le tube capillaire ab de glace fondante, puis on fait couler le mercure du manomètre de façon à avoir dans le tube ef une dépression de 6 à 7 décimètres du mercure au-dessous du niveau de ab ; on ouvre alors le robinet r, une portion de l'air du réservoir A passe dans le tube cd. On verse du mercure dans fe pour amener le niveau exactement au trait de repère α marqué sur le tube cd. On mesure la différence des colonnes de mercure du manomètre, et l'on observe la hauteur du baromètre.

Au moyen de ces éléments, on peut déterminer facilement la température à laquelle se trouvait le réservoir A au moment de la fermeture du robinet r.

Soient en effet:

V, la capacité du ballon et du tube capillaire ar à $0°$;

H, la hauteur du baromètre au moment de la fermeture du robinet, la température de l'enceinte étant T;

v, la capacité du tube capillaire $r'bc$ et de la portion du tube cd comprise depuis c jusqu'au repère α;

h, la différence de hauteur des deux colonnes du manomètre au moment où l'on détermine la force élastique de l'air à la température de 0°;

H', la hauteur du baromètre au même instant;

Enfin t, la température marquée par un thermomètre dans le voisinage du manomètre.

Le poids de l'air qui remplit l'appareil à 0° est exprimé par la formule

$$\left(V + v\frac{1}{1+\alpha t}\right)\frac{H' - h}{760}.$$

Le poids de l'air qui remplit l'appareil au moment où l'on a fermé le robinet est

$$V\frac{1+kT}{1+\alpha T}\frac{H}{760};$$

on a donc

$$V\frac{1+kT}{1+\alpha T}\frac{H}{760} = \left(V + v\frac{1}{1+\alpha t}\right)\frac{H' - h}{760},$$

ou

$$\frac{1+kT}{1+\alpha T}H = \left(1 + \frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t}\right)(H' - h'),$$

d'où l'on déduira T.

L'avantage principal de cette manière d'opérer consiste en ce que le réservoir éprouve toujours la même pression sur ses parois intérieure et extérieure, pendant qu'il est échauffé, et qu'il n'y a pas de déformation permanente à craindre, tant que l'on n'atteindra pas la température à laquelle le verre commence à se ramollir. Cette disposition est aussi très-convenable pour un pyromètre à air. Le ballon de verre A est remplacé dans ce cas par une boule en platine d'une aussi grande capacité que possible, sur laquelle on a

soudé à l'or un tube capillaire en platine. La confection de ce tube présenterait peut-être quelques difficultés ; mais je pense qu'on l'obtiendra de la manière suivante. On prendra un cylindre plein de platine d'un diamètre convenable, et on forera, suivant son axe, un trou de 2 à 3 millimètres ; on remplit le vide par un cylindre de plomb ou d'étain, et l'on tire le tout à la filière. Dans cette opération, le diamètre extérieur du tube en platine diminue plus rapidement que le diamètre intérieur. Lorsque le cylindre a reçu la longueur convenable, on le chauffe de façon à fondre l'étain ou le plomb, dont on facilite l'écoulement à l'aide d'un fil de fer. On achève de nettoyer le calibre intérieur au moyen des acides. J'ai essayé ce mode de fabrication sur un tube en cuivre rouge, et je ne doute pas qu'il ne réussisse de la même manière sur un cylindre en platine.

La sensibilité de l'appareil sera moins grande dans les hautes que dans les basses températures ; mais elle sera toujours suffisante, parce que la mesure des forces élastiques du gaz comporte une grande précision. Lorsque l'appareil aura été porté à 600°, on aura

à 0° une force élastique de	237^{mm}
pour 1000° elle sera	165
1500° »	117
2000° »	91

La plus grande cause d'incertitude provient de ce que l'on ne connaît pas la loi de la dilatation de l'enveloppe, c'est-à-dire, les valeurs de k à ces hautes températures ; mais cette cause n'amènera jamais d'erreurs bien considérables, comme on peut s'en convaincre par les expériences qui ont été

faites jusqu'à 350° sur les thermomètres à air avec enveloppe de verre.

Supposons en effet un thermomètre à air avec enveloppe de cristal qui présente une force élastique de 760^{mm} lorsqu'il est à 0°. La force élastique qu'il présentera à une température quelconque T, sera donnée par la formule

$$\frac{1+kT}{1+\alpha T}.H=760,$$

k étant le coefficient de dilatation moyen du verre entre 0° et T° que l'on prendra dans la table, page 237. Faisons successivement T = 100°, 200°, 300° et 350°, nous aurons :

T = 100°............	H = 1036^{mm},20
T = 200............	H = 1310,93
T = 300............	H = 1584,30
T = 350............	H = 1720,38

Calculons maintenant les températures qui correspondraient à ces mêmes forces élastiques, en admettant pour k la valeur constante qu'il présente entre 0° et 100°.

Nous aurons dans ce cas :

H = 1036^{mm},20.........	T' = 100°,00
H = 1310,93.........	T' = 199,95
H = 1584,30.........	T' = 299,80
H = 1720,38.........	T' = 349,68

Ainsi l'erreur que l'on commet, en supposant que le coefficient de dilatation moyen de l'enveloppe est constamment égal à la valeur qu'il présente entre 0° et 100°, ne s'élève qu'à 0°,32 pour la température de 350°.

En faisant le même calcul sur un thermomètre à enveloppe de verre ordinaire, on trouve les températures correspondantes :

$T = 100^{\circ}$ . . . . $T' = 100^{\circ},00$
$T = 200$ . . . . $T' = 199,85$
$T = 300$ . . . . $T' = 299,58$
$T = 350$ . . . . $T' = 349,17$

Les différences sont ici plus grandes, elles s'élèvent à 0°,83 pour 350°.

On voit, par cette discussion, que lorsqu'on ne connaît pas la loi de la dilatation de l'enveloppe de verre, et lorsqu'on suppose que cette dilatation croît proportionnellement à la température, le coefficient de dilatation moyen entre 0° et 100° étant connu, on commet une erreur qui s'élève au maximum à 0°,83 pour 350°.

Supposons maintenant que la dilatation de l'enveloppe entre 0° et 100° ne soit pas connue, mais que l'on ait déterminé par des expériences directes les forces élastiques 760 et H que le gaz intérieur présente à 0° et à 100°, et qu'on en déduise le *coefficient de dilatation apparent* α_1 au moyen de la formule

$$\frac{1}{1+100.\alpha_1} H = 760.$$

Admettons qu'on emploie ensuite le même coefficient pour calculer les températures T, qui correspondent aux forces élastiques observées H, que nous avons définies ci-dessus; nous aurons pour le thermomètre à air avec réservoir en cristal de Choisy-le-Roi :

Pour

$H = 1036^{mm},20$ . . . . $T = 100^{\circ}$ . . . . $\alpha_1 = 0,003634$
$H = 1310,93$ . . . . $T = 199,48$
$H = 1584,30$ . . . . $T = 298,46$
$H = 1720,38$ . . . . $T = 347,73$

et pour le réservoir en verre ordinaire :

$H = 1035{,}64^{mm} \ldots\ldots T = 100^{\circ} \quad \ldots\ldots \alpha_1 = 0{,}003627$
$H = 1309{,}35 \ldots\ldots T = 199{,}29$
$H = 1580{,}91 \ldots\ldots T = 297{,}81$
$H = 1715{,}83 \ldots\ldots T = 346{,}75$

Les erreurs deviennent donc dans ce cas très-considérables, car elles s'élèvent à plusieurs degrés lorsque la température dépasse 300°.

Le pyromètre à air en platine est un instrument trop coûteux, pour qu'on l'emploie communément dans les arts; on pourrait essayer, il est vrai, de remplacer le réservoir de platine par un réservoir en porcelaine ou en fer forgé, et peut-être même en fonte pour les températures qui ne seraient pas trop élevées, s'il n'était pas à craindre que la fonte ne devînt perméable aux gaz, à une haute température. On pourrait, d'ailleurs, introduire dans l'appareil de l'azote au lieu d'air.

Je pense que, dans un grand nombre de cas, lorsque les expériences ne réclament pas une très-grande précision, on pourra employer avec avantage un thermomètre à vapeur de mercure, que l'on disposerait de la manière suivante : Ayant introduit une certaine quantité de mercure dans un vase en porcelaine ou en tôle A, *fig.* 10 *bis*, de 1 litre environ de capacité, dont la tubulure *ab* est fermée par une plaque *cd* qui porte un petit trou *o*, on place ce vase dans l'enceinte dont on veut déterminer la température; je supposerai que cette température est continuellement croissante jusqu'à un maximum que l'on veut observer. Le mercure arrivant à l'ébullition, chassera complétement l'air de l'appa-

reil; la vapeur de mercure se comportera bientôt comme un gaz permanent, et se dilatera de façon à rester en équilibre avec la pression extérieure. Au moment de faire l'observation, il suffira de laisser glisser la plaque *cd* d'une petite quantité, pour que l'ouverture *o* ne corresponde plus à la tubulure, et de retirer le vase.

L'appareil étant revenu à la température ambiante, on retire le mercure qui s'est condensé sur les parois, et on en détermine le poids P.

Si V représente la capacité du vase à 0°, elle sera $V(1+kT)$ à la température T. La densité de la vapeur de mercure à 0°, et sous la pression de 760mm, est 6,976; par suite le litre de vapeur pèse 9gr,020. A la température T, et sous la pression H, le poids du litre sera :

$$9^{gr},020 \cdot \frac{1}{1+\alpha T} \cdot \frac{H}{760},$$

en admettant pour la vapeur mercurielle le même coefficient de dilatation que pour l'air.

On a donc

$$V \cdot 9^{gr},020 \cdot \frac{1+kT}{1+\alpha T} \cdot \frac{H}{760} = P,$$

d'où l'on déduira T.

Cette manière d'opérer présentera un inconvénient grave, en raison de la facilité avec laquelle, à une température élevée, la vapeur mercurielle se combine avec l'oxygène de l'air; il se formera nécessairement de l'oxyde de mercure au moment où le vase MN se refroidira. Il conviendra donc de retirer, non-seulement le mercure liquide, mais encore l'oxyde de mercure condensé sur les parois, et de ramener le tout à l'état de mercure métallique ou de le doser par un

procédé chimique convenable. Pour éviter l'oxydation du mercure au commencement de l'expérience, lorsque la vapeur mercurielle n'a pas encore expulsé l'air de l'appareil, il est bon de placer dans le vase une petite quantité d'huile de naphte, qui chasse d'abord l'air et qui se trouve ensuite expulsée elle-même par la vapeur mercurielle.

Je me propose depuis longtemps de faire quelques expériences, au moyen de ce procédé, à la manufacture de porcelaine de Sèvres, mais je n'en ai pas trouvé le temps jusqu'ici.

CINQUIÈME MÉMOIRE.

DE LA DILATATION ABSOLUE DU MERCURE.

La dilatation absolue du mercure est un des éléments qu'il importe le plus de connaître avec exactitude dans les recherches de physique expérimentale. Un grand nombre de physiciens ont cherché à déterminer cette dilatation, mais la plupart n'ont eu pour objet que d'obtenir les corrections qu'il faut apporter aux hauteurs observées du baromètre, pour les ramener à la température de zéro ; de sorte qu'ils n'ont étudié cette dilatation que dans les basses températures. Le travail le plus complet sur ce sujet, celui qui se recommande le plus par l'habileté bien reconnue des expérimentateurs, est dû à Dulong et Petit (*); les résultats de ce travail ont été généralement admis par les physiciens.

Dulong et Petit ont étudié les dilatations du mercure depuis 0° jusqu'à 300°, mais ils n'ont publié de leurs déterminations que quelques moyennes, qui, même en les supposant parfaitement exactes, sont insuffisantes pour les besoins de la science, et ne nous permettent pas de tracer la courbe

---

(*) *Annales de Chimie et de Physique,* tome VII, page 124.

des dilatations du mercure qu'il nous importe de connaître avec une grande précision. Ils n'ont donné que le tableau suivant (*) :

Températures déduites de la dilatation de l'air.	Dilatations moyennes absolues du mercure.	Températures indiquées par la dilatation du mercure supposée uniforme.
0°	0	0°
100	$\frac{1}{5550}$	100
200	$\frac{1}{5425}$	204,61
300	$\frac{1}{5300}$	314,15

Il est à regretter que ces habiles expérimentateurs n'aient jamais publié les données immédiates de leurs expériences; nous pourrions aujourd'hui encore en tirer parti et leur appliquer les corrections que les progrès de la science ont montrées nécessaires; mais il n'est pas possible de faire ces corrections, avec quelque certitude, sur des nombres obtenus par interpolation, les seuls qu'ils nous aient transmis.

Les températures observées par Dulong et Petit sur le thermomètre à air, sont nécessairement inexactes, puisqu'elles ont été calculées avec un coefficient de dilatation de l'air beaucoup trop fort. On peut, il est vrai, apporter aux résultats précédents la correction due au changement de ce coefficient, en supposant que le thermomètre à air de Dulong et Petit fût gradué à partir de zéro; on trouve ainsi pour les températures inscrites dans la première colonne,

0° 102°,3 204°,6 306°,9

(*) *Annales de Chimie et de Physique*, tome VII, page 136.

et la table précédente devient :

Températures du thermomètre à air.	Dilatations moyennes absolues du mercure.	
0°	0	
100	$\frac{1}{5677}$	= 0,00017615
200	$\frac{1}{5550}$	= 0,00018018
300	$\frac{1}{5423}$	= 0,00018440

Ce sont là les valeurs du coefficient de dilatation moyen du mercure, que l'on déduit réellement des résultats publiés par Dulong et Petit; mais elles présentent toujours de grandes incertitudes, qui ne peuvent être levées que par de nouvelles expériences.

La dilatation des liquides peut être déterminée par deux procédés distincts :

Le premier procédé consiste à former avec le liquide un véritable thermomètre, dont on détermine avec beaucoup de soin la capacité du réservoir et celle de chaque division du tube gradué. Cet appareil étant placé dans la glace fondante, on note la division à laquelle s'arrête l'extrémité de la colonne; puis on le porte successivement à des températures de plus en plus élevées, et on inscrit les divisions auxquelles la colonne liquide s'arrête. La marche de la colonne a lieu sous l'influence de deux dilatations qui agissent en sens contraire. La dilatation du liquide le fait monter dans le tube capillaire; la dilatation du verre, augmentant la capacité du réservoir et celle du tube, tend au contraire à le faire descendre. Si la dilatation de ces capacités est connue, il est facile de calculer la *dilatation absolue* du liquide

d'après l'observation de sa *dilatation apparente*. La détermination directe de la dilatation de l'enveloppe vitreuse présente de très-grandes difficultés : en général, on la déduit de la dilatation linéaire de la substance qui forme l'enveloppe, observée directement sur une règle formée de la même matière ; mais, pour cela, il faut admettre :

1° Que la dilatation cubique δ et la dilatation linéaire λ sont liées par la relation

$$1 + \delta = (1 + \lambda)^3.$$

D'où

$$\delta = 3\lambda + 3\lambda^2 + \lambda^3.$$

2° Que la dilatation d'une enveloppe est exactement celle qu'elle subirait, si elle faisait partie d'une masse solide et continue de la même substance.

La première hypothèse est certainement exacte pour un solide parfaitement homogène qui se dilate également dans tous les sens, mais elle peut s'éloigner beaucoup de la vérité pour les corps auxquels on a donné des formes diverses, le travail auquel on les a soumis pouvant en altérer notablement l'homogénéité. Il est d'ailleurs impossible de répondre que la valeur de λ, mesurée sur une règle, est celle qui convient au réservoir du thermomètre.

La seconde hypothèse est basée sur des raisonnements mathématiques ; mais, pour l'admettre en toute sécurité, il faudrait qu'elle fût confirmée par l'observation, et jusqu'à présent aucune expérience n'a été tentée dans cette direction. Or il pourrait se faire qu'elle s'éloignât beaucoup de la réalité, la matière qui constitue l'enveloppe présentant peut-être un état moléculaire notablement différent de celui qu'elle offrirait si elle faisait partie d'une masse continue.

C'est au moyen de cette méthode que Lavoisier et Laplace (*) ont déterminé la dilatation du mercure entre 0° et 100°, qu'ils ont trouvée égale à 0,018110; la dilatation de l'enveloppe ayant été calculée d'après la dilatation linéaire observée sur une règle de verre de même nature.

Si l'on pouvait admettre l'exactitude des deux propositions que j'ai énoncées ci-dessus, on pourrait se servir de la méthode de Lavoisier et Laplace, en la modifiant de la manière suivante : on forme le réservoir d'un thermomètre à air avec un tube de verre de 1 mètre de longueur et de 20 centimètres environ de diamètre intérieur. Ce tube est placé horizontalement dans un bain liquide que l'on peut porter à des températures élevées; il communique avec un appareil manométrique semblable à ceux que j'emploie pour mes thermomètres à air. Deux points de repère sont placés aux extrémités du tube. Au moyen d'un appareil micrométrique convenable, on mesure la marche de ces repères pour les diverses températures et on en conclut la dilatation linéaire du tube. Les températures sont données par le tube lui-même qui fonctionne comme thermomètre à air, par suite il n'est pas nécessaire d'avoir une température absolument identique dans les diverses parties du tube, condition difficile à réaliser pour les températures élevées, lorsqu'on ne peut pas agiter vivement le liquide; et dans les circonstances actuelles, l'agitation produirait des trépidations qui rendraient le relèvement des repères très-incertain.

A côté de ce premier tube on en place un second tout semblable, que, pour plus de sûreté, on pourra prendre sur

---

(*) *Mémoires de Lavoisier*, tome I, page 308.

le même tube de verre, et on en forme un thermomètre à mercure à poids.

Les observations simultanées des deux appareils donneront:

1° Les températures déduites de la dilatation de l'air ;

2° Les dilatations linéaires des tubes de verre ;

3° Les dilatations apparentes du mercure dans ces mêmes tubes.

Avec ces données, et supposant toujours l'exactitude rigoureuse des deux hypothèses énoncées ci-dessus, il sera facile de calculer la dilatation cubique de l'enveloppe, et par suite la dilatation absolue du mercure.

Le second procédé pour déterminer la dilatation absolue des liquides, est direct, il ne repose sur aucune hypothèse, aussi doit-on le préférer. Il consiste à déterminer les hauteurs des colonnes d'un liquide porté à différentes températures, qui font équilibre à une même colonne de ce liquide maintenue à 0°.

Si h désigne la hauteur de la colonne à 0°, d la densité du liquide à cette même température, h' la hauteur de la colonne à t° qui lui fait équilibre, et d' la densité du liquide à la température t, nous aurons :

$$\frac{h'}{h}=\frac{d}{d'}.$$

Soient v et v' les volumes d'une même masse de liquide aux températures 0 et t, on aura :

$$\frac{d}{d'}=\frac{v'}{v}, \qquad \text{par suite} \qquad \frac{v'}{v}=\frac{h'}{h}.$$

On déduit de là

$$\frac{v'-v}{v}=\delta_t=\frac{h'-h}{h}.$$

Ainsi, il suffit de mesurer avec une grande précision la dif-

férence de hauteur des deux colonnes et la hauteur absolue de la colonne maintenue à 0°.

Ce procédé, si simple en principe, présente de très-grandes difficultés dans l'exécution.

L'appareil de Dulong et Petit consistait en une espèce de siphon de verre renversé, dont les deux branches verticales avaient environ $0^{m},55$ de hauteur, et communiquaient ensemble par un tube horizontal d'un diamètre très-petit. L'une des branches verticales était enveloppée d'un manchon en fer-blanc que l'on maintenait plein de glace; l'autre branche était placée dans l'axe d'une chaudière en cuivre remplie d'huile et disposée sur un fourneau. La hauteur du mercure dans les tubes verticaux était réglée de telle façon, que le ménisque de la branche échauffée dépassait d'une petite quantité la surface du couvercle de la chaudière. Pour faciliter l'observation du ménisque de la colonne froide, on avait ménagé dans le manchon en fer-blanc une petite fenêtre, que l'on ouvrait pour dégager un peu de glace, afin d'apercevoir le sommet de la colonne de mercure au moment de l'observation. La chaudière en cuivre était munie d'un déversoir placé à la hauteur de son couvercle, de sorte que la chaudière se trouvait pleine d'huile à toutes les températures.

La différence de hauteur des deux colonnes de mercure était mesurée au moyen d'un petit cathétomètre dont le vernier donnait immédiatement le $\frac{1}{20}$ de millimètre et permettait d'apprécier le $\frac{1}{50}$.

Les températures du bain d'huile étaient données par un thermomètre à air et par un thermomètre à mercure à poids; les réservoirs de ces deux instruments, maintenus à côté de la colonne chauffée, avaient la même hauteur que cette colonne.

Cette disposition d'appareil m'a paru présenter plusieurs inconvénients que j'ai cherché à éviter.

1° La nécessité d'observer directement les sommets des colonnes de mercure, oblige de faire monter la colonne chaude d'une petite quantité au-dessus du couvercle de la chaudière; la partie supérieure de cette colonne, soumise à un refroidissement incessant, doit nécessairement se trouver à une température inférieure à celle du bain, et la différence peut être notable dans les températures très-élevées.

2° La chaudière devant toujours rester pleine d'huile, il n'était pas possible d'agiter cette huile pendant le cours des expériences; or, tout le monde sait qu'une colonne élevée de liquide, chauffée par le bas, présente des différences considérables de température dans ses différentes couches, si elle n'est pas soumise à une agitation continuelle, et il est difficile de connaître exactement la température moyenne de ces couches, surtout si l'on est obligé de refroidir constamment, par un courant d'eau froide, les appendices de la chaudière qui sont traversés par la branche horizontale du siphon, comme cela avait lieu dans les expériences de Dulong et Petit. Ces physiciens ont cherché à éviter l'inconvénient que je viens de signaler, en donnant aux réservoirs des thermomètres la même hauteur qu'à la colonne de mercure dans le siphon : on diminue en effet beaucoup son influence par cet artifice; mais on ne la fait pas disparaître entièrement, parce que les deux réservoirs n'occupent pas dans le bain des places semblables.

3° Les deux branches verticales du siphon ayant le même diamètre, l'action capillaire est égale, si les deux branches sont à la même température; mais il s'établira des

différences, aussitôt que les deux branches seront à des températures très-inégales ; on diminue beaucoup cette cause d'erreur, en donnant à la partie supérieure des tubes un grand diamètre.

4° La différence de hauteur $h'-h$ doit être mesurée avec une extrême précision. Car si la méthode dont nous nous occupons en ce moment est irréprochable en principe, sa précision dépend de la mesure rigoureuse de quantités très-petites. On se trouve évidemment, sous le rapport de la sensibilité, dans le même cas que si l'on mesurait les températures avec un thermomètre qui serait simplement formé d'un tube cylindrique de verre partiellement rempli de mercure, dans lequel la tige graduée aurait le même diamètre intérieur que le réservoir.

Si l'on veut mesurer les dilatations du mercure avec beaucoup d'exactitude, il est nécessaire de donner aux colonnes de mercure une grande hauteur, ce qui rend l'appareil d'un établissement beaucoup plus difficile. On peut se convaincre aisément, que la grande précision que Dulong et Petit annoncent avoir obtenue dans leurs expériences, n'a été qu'une circonstance fortuite. Cela se conclut de la note suivante que je trouve à la page 136 de leur mémoire :

« Chacun des résultats inscrits dans cette colonne est la « moyenne d'un grand nombre de mesures qu'il aurait été trop « long de rapporter en détail ; nous nous bornerons à citer « les valeurs extrêmes pour chacune des trois températures.

	Valeur maximum.		Valeur minimum.
« à 100°......	$\frac{1}{5547}$	....	$\frac{1}{5552}$
« à 200.......	$\frac{1}{5419}$	....	$\frac{1}{5431}$
« à 300.......	$\frac{1}{5289}$	....	$\frac{1}{5309}$ »

Ainsi, pour la température de 100°, les valeurs extrêmes du coefficient de dilatation moyen dans un grand nombre d'expériences sont $\frac{1}{5547}$ et $\frac{1}{5552}$; les valeurs extrêmes des dilatations observées pour une colonne de mercure de 1 mètre, en passant de 0° à 100°, seraient donc :

	0m,0180277
	0 ,0180115
Différence....	0 ,0000162

et pour des colonnes de mercure de $\frac{1}{2}$ mètre, comme celles de l'appareil de Dulong et Petit, la plus grande différence des valeurs de $h' - h$ dans les expériences faites à 100° a été de 0m,0000081. En supposant donc qu'il n'y eût jamais d'erreur sur la mesure des températures, et que la somme des erreurs se portât tout entière sur l'observation de $h' - h$, les plus grandes différences de $h' - h$ n'ont été dans les observations à 100° que 0mm,008. Or le cathétomètre ne permettait d'apprécier sur son échelle que le 50e de millimètre, et les observations des deux colonnes de mercure se faisant dans des azimuths très-éloignés, il était difficile de répondre du 20e de millimètre. La grande précision que Dulong et Petit annoncent avoir obtenue dans leurs expériences entre 0°, 100° et 200°, a donc été une circonstance fortuite. Il m'a paru nécessaire d'appeler l'attention des physiciens sur ce point, parce qu'il est important, dans des recherches de cette nature, de ne pas courir après une précision imaginaire, et de se rendre compte, par la discussion, du degré d'exactitude que l'on peut atteindre.

Après ces observations préliminaires, je passe à la description de l'appareil qui a servi dans mes expériences.

Les tubes destinés à renfermer les colonnes verticales de mercure sont des tubes en fer creux AB, A'B' (*planche* III, *fig.* 1); ils ont $1^m,50$ de longueur, 10 millimètres de diamètre intérieur, et 2 ou 3 millimètres d'épaisseur. Les extrémités de ces tubes sont taraudées à vis et s'engagent dans deux pièces en fonte $EA\omega$ et $CB\omega_1$, $E'A'\omega'$ et $C'B'\omega'_1$. Une coupe verticale de ces deux pièces sur une échelle double est représentée *fig.* 5. Le tube en fer creux est vissé dans le fond du godet en fonte A. Ce godet a 35 millimètres de diamètre intérieur; il est recouvert par un couvercle *ab* surmonté d'un tube *c* qui communique librement avec l'atmosphère. Le godet fait partie d'une même pièce en fonte $Eabmn\omega$ qui a été tournée avec beaucoup de soin; mais pour faciliter l'ajustement de cette pièce dans la chaudière MNM' (*fig.* 1), on a coupé la pièce de fonte en k et fait un raccord à vis. Le cylindre en fonte $k\omega$ a été foré, exactement suivant son axe, d'un trou de $2^{mm},5$ de diamètre. On s'est assuré, par des observations précises, que cette ouverture était rigoureusement concentrique avec le contour extérieur du cylindre.

La pièce de fonte inférieure $CB\omega_1$ se compose d'un godet B dans lequel se visse l'extrémité inférieure du tube de fer creux. Ce godet fait partie d'une pièce en fonte $Ck_1m_1n_1\omega_1$ qui porte un raccord à vis en k_1. Le cylindre $k_1\omega_1$, exactement travaillé sur le tour, est foré, suivant son axe, d'un trou cylindrique de $2^{mm},5$ de diamètre.

L'assemblage du tube en fer creux et des pièces de fonte qui le terminent, a été rendu hermétique au moyen des écrous pq et p_1q_1 qui se vissent sur le tube de fer, et d'un joint au minium interposé.

L'ensemble de ces pièces $E\omega AB\omega_1C$ est destiné à renfermer

la colonne de mercure chauffée. La colonne froide est contenue dans un système tout semblable $E'\omega'A'B'\omega_1'C'$.

Les deux colonnes communiquent, par leur partie supérieure, au moyen d'un tube horizontal en fer foré $\omega\omega'$ qui est vissé dans les tubes en fonte $EA\omega$ et $E'A'\omega'$. On s'est assuré que ces divers tubes assemblés forment un canal cylindrique parfaitement rectiligne.

Les tubes en fonte $CB\omega_1$, $C'B'\omega_1'$ sont terminés par deux pièces cylindriques en fonte $\omega_1 D$ et $\omega'_1 D'$, forées de même que les cylindres $CB\omega_1$ et se raccordant à vis en ω_1, ω'_1.

Des tubulures D et D' sont pratiquées dans la fonte et servent à recevoir les deux tubes de verre DF et D'F'. Ces tubes sont percés à leur partie inférieure de trous, qui correspondent à l'ouverture cylindrique des tubes en fonte.

Les vis ρ et ρ' permettent de faire écouler le mercure contenu dans les tubes.

Les tubes de verre DF, D'F', *fig.* 1, communiquent entre eux et avec un grand ballon en cuivre V', au moyen des tubes en plomb FF'*ii'i''*. Le ballon est placé dans un grand vase rempli d'eau qui maintient sa température constante.

Le système $E\omega AB\omega_1C$ est disposé dans une chaudière en tôle MNM' de 2 mètres de hauteur et de $0^m,30$ de diamètre intérieur. Les raccords se font au moyen d'écrous qui marchent sur des pas de vis pratiqués en λ sur les tubes en fonte (*fig.* 5). L'ajustement est facile à comprendre à l'inspection de la fig. 1.

Le système $E'\omega'A'B'\omega_1'C'$ est maintenu au milieu d'un manchon en tôle galvanisée LQL', qui a été ajusté sur place; les tubulures θ, θ_1, θ_2, θ_3, θ_4 et θ_5 sont fermées avec de la peau de vessie. Ce manchon est destiné à contenir de la glace ou à être constamment parcouru par de l'eau froide.

Le système EAA′E′ est assujetti sur une forte barre de fer OUV (*fig.* 1 et 2) qui tourne autour d'un axe en fer OO_1 scellé dans un mur en pierre de taille. Deux autres pièces de fer $O'O_1'$ et $O''O_1''$, scellées dans le même mur, maintiennent la barre de fer OUV qui pose sur les vis de rappel ζ, à l'aide desquelles on peut rendre la barre parfaitement horizontale. La *fig.* 7 représente les projections horizontale et verticale de l'un des supports $O'O_1'$, $O''O_1''$.

Le système EAA′E′ repose sur des palliers p fixés sur la barre OUV; ces palliers peuvent être montés ou descendus de petites quantités, de façon à rendre l'axe du système parfaitement horizontal.

La barre OUV n'est pas rectiligne, elle est courbée en demi-cercle suivant $\eta\eta''\eta'$, *fig.* 2, de manière à embrasser la chaudière en tôle. Une pièce de fer $\eta\eta'''\eta'$ pliée en demi-cercle s'ajuste en η et η' au moyen de boulons à vis et complète le cercle; de sorte que la barre OUV, vue d'en haut avec les scellements OO_1, $O'O_1'$, $O''O_1''$, présente l'aspect de la figure 2.

La chaudière en tôle repose sur le cercle $\eta\eta'\eta''\eta'''$ par trois étriers en fer z, z', z'', *fig.* 3 et 4, qui sont fixés à rivets sur la chaudière, et portent des vis de rappel, à l'aide desquelles il est toujours facile de mettre l'axe de la chaudière et par suite le tube AB exactement dans la verticale.

La partie inférieure de la chaudière est maintenue dans un fourneau en tôle. Au moyen des trois clefs à vis q, *fig.* 1, on donne de la fixité à la chaudière et on la met dans une position verticale.

Pour diminuer la perte de chaleur qui a lieu par les parois de la chaudière, on a enveloppé celle-ci d'un manchon en tôle IJHK qui s'élève jusqu'à la hauteur de la barre OUV.

Des tirants en fer ST, S'T', S''T'', S'''T''' maintiennent les tubes de fonte CBD, C'B'D', et, à l'aide des vis de rappel ζ placées à la partie inférieure des tirants, on peut dresser les tubes de façon à rendre leurs axes parfaitement horizontaux. La *fig.* 6 représente deux projections verticales et rectangulaires de l'un de ces tirants.

Un agitateur $stt's'$, *fig.* 1, 3 et 4, permet d'agiter continuellement et dans toute sa hauteur, le liquide renfermé dans la chaudière. Cet agitateur se compose de six palettes en tôle convenablement échancrées tt', $t''t'''$, $t^{\text{IV}}t^{\text{V}}$, et maintenues par deux tringles verticales en fer ts, $t's'$, qui sont reliées à la partie supérieure par une traverse ss'. Deux montants MM'', M'M''', fixés sur le couvercle de la chaudière, portent une poulie G sur laquelle passe la corde $\mu\mu'\mu''$ qui est attachée en u à la traverse ss'. Une tige verticale uu', qui traverse une ouverture Ω pratiquée dans le montant MM'M''M', dirige le mouvement de l'agitateur. Les tringles ts, $t's'$ passent dans deux capsules v, v' fixées sur le couvercle. Ces capsules sont destinées à recueillir l'huile entraînée par les tringles dans leur mouvement ascendant, et à la laisser rentrer dans la chaudière pendant leur mouvement descendant.

Les températures de la colonne chauffée sont mesurées sur un thermomètre à air, dont le réservoir est formé par un tube de cristal de $1^{\text{m}},50$ de longueur et de 28 millimètres environ de diamètre intérieur. Ce réservoir est placé en XY, *fig.* 1, très-près de la colonne AB, et il est maintenu au moyen des deux colliers xx', yy', qui peuvent glisser sur le tube en fer AB, afin de permettre aux effets de la dilatation de s'exercer librement. Le thermomètre à air est terminé par un tube capillaire recourbé Xefg, qui établit la communication avec l'appareil manométrique ghh',

appliqué le long d'un mur $\mathscr{AC}$, à angle droit sur le mur $\mathscr{AB}$ (*fig.* 2), contre lequel l'appareil est établi.

Voyons maintenant comment on dispose l'appareil pour les expériences.

La chaudière MNM′ est remplie d'huile à brûler ordinaire: elle en renferme 140 litres. On chauffe cette huile dans la chaudière jusqu'à 130° environ, pour la débarrasser de l'eau qu'elle renferme toujours, et l'on profite de cette température élevée, pour dessécher complétement sur place le thermomètre à air. A cet effet, le manomètre *ghh′* étant vide de mercure, on le met en communication par l'ouverture *h′* avec un long tube rempli de pierre ponce imbibée d'acide sulfurique concentré, qui communique lui-même avec une pompe aspirante à air; on fait un grand nombre de fois le vide et on laisse rentrer l'air sec. Lorsque l'huile de la chaudière est revenue à la température ordinaire, on verse du mercure dans le manomètre par le tube *hh′*, de façon à intercepter la communication avec l'air extérieur.

Il s'agit maintenant de régler convenablement le siphon métallique, dans lequel on doit mesurer la dilatation du mercure. On commence par rendre l'axe du tube supérieur EAA′E′ parfaitement horizontal. Afin de déterminer à chaque instant et avec facilité la position de cet axe, on a placé quatre repères α_1, α_2, α_3, α_4, sur les tubes en fonte $EA\omega$, $E'A'\omega'$, et dans le plan horizontal qui passe par l'axe. On s'est servi pour cet objet de petits anneaux ouverts en laiton, *fig.* 8, s'appliquant fortement par leur ressort sur les tubes en fonte; une croix × était tracée sur chacun de ces anneaux; le point central de cette croix était placé de manière à se trouver à la hauteur de l'axe. On déterminait exactement au cathé-

tomètre l'épaisseur des tubes en fonte dans le point où l'on voulait placer le repère, puis on disposait la lunette de l'instrument de manière que le micromètre visât exactement le point milieu de cette épaisseur; il suffisait ensuite de placer l'anneau, et de le tourner jusqu'à ce que le centre de la croix vînt se placer sous le croisement des fils du micromètre. On a ajusté de la même manière sur le tube en fonte inférieur CBD, les repères β_1, β_2, β_3, qui indiquent la direction de l'axe de ce tube, et les repères β_4 et β_5 qui donnent celle de l'axe du tube C'B'D'.

Cela posé, la barre OUV étant rendue sensiblement horizontale avec la vis de rappel ζ, on plaçait la chaudière à peu près dans la verticale, au moyen des vis z, z', z'' par lesquelles elle repose sur le cerceau en fer $\eta\eta'\eta''\eta'''$, et à l'aide des vis calantes q, q', q'' adaptées au fourneau; puis en fixant convenablement les palliers p, et se servant au besoin de la vis de rappel ζ, on s'est arrangé de manière à mettre les quatre repères α_1, α_2, α_3 et α_4 dans un même plan horizontal. On jugeait de cette horizontalité au moyen d'un théodolite placé sur un support solide, à une distance de 3 mètres en avant de l'appareil, et qui permettait de constater facilement des différences de niveau de $\frac{1}{20}$ de millimètre.

On réglait ensuite la position du tube inférieur C'B'D', qui devait rester invariable pendant tout le cours des expériences, la température de la colonne A'B' ne subissant aucune variation. Ce tube a été mis dans une direction parfaitement horizontale à l'aide des vis de rappel ζ qui se trouvent à la partie inférieure des tirants S''T'', S'''T'''. On jugeait de cette horizontalité avec un cathétomètre placé sur un support inébranlable, à une distance de 3 mètres en avant de l'appareil.

Quant au tube inférieur CBD de la colonne chauffée, il fallait le régler dans chaque expérience. La température de la colonne AB variant dans de très-grandes limites, ce tube CBD descendait par l'effet de la dilatation, et toutes les fois que l'on élevait la température de la chaudière, on avait soin de desserrer les vis ζ des tirants ST et S'T'. Cette partie de l'opération s'exécutait d'ailleurs facilement au moyen des vis ζ et du même cathétomètre qui avait déjà servi à régler le tube C'B'D'. Cet instrument restait invariable sur son support pendant le cours des expériences. Nous le désignerons par *cathétomètre n°* 1, pour le distinguer des instruments semblables qui seront utilisés dans d'autres parties de l'expérience.

L'appareil étant convenablement réglé, on versait du mercure dans les tubes verticaux en fer AB, A'B', par les ouvertures *c* et *c'*. A mesure que ce liquide s'élevait dans les tubes en verre DF, D'F', on comprimait de l'air dans le réservoir sphérique V', de manière à maintenir le mercure au bas des tubes DF, D'F'. Le mercure s'élevait bientôt dans les godets A et A', et les deux colonnes communiquaient alors par le canal horizontal supérieur EAA'E'; mais afin que le mercure se maintînt à peu près au même niveau dans les godets A, A', on avait pratiqué sur la paroi supérieure du tube $\omega\omega'$ une ouverture *o*, par laquelle se déversait l'excès du liquide ajouté.

Il est facile maintenant de se rendre compte de la manière dont fonctionne l'appareil.

Supposons, pour plus de simplicité, que le canal horizontal EAA'E' qui établit la communication entre les parties supérieures des colonnes de mercure, et que les canaux horizontaux CBD, C'B'D' qui font communiquer leurs parties inférieures avec les tubes en verre DF et D'F', aient des sections

infiniment petites. Supposons de plus, que la colonne A'B' soit à la température o°, que la colonne AB ait la température T, et que t soit la température marquée par le thermomètre Θ placé entre les deux tubes DF et D'F'.

Prenons le plan horizontal qui passe par le repère β_4 comme origine des hauteurs, et désignons par H la hauteur de l'axe $\alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4$ au-dessus de ce plan.

En donnant à l'air du réservoir V' une force élastique convenable, on maintient le mercure tout à fait au bas du tube de verre DF; ce liquide s'élève d'ailleurs dans le tube D'F' à une hauteur d'autant plus considérable, que la température T est plus élevée. Soit h la hauteur, au-dessus du repère β_4, du ménisque de mercure dans le tube D'F', h' la hauteur au-dessus du même repère du ménisque dans le tube DF; enfin, h'' la distance de l'axe $\beta_1\beta_2\beta_3$ au-dessous du repère β_4.

On peut admettre que les parties des colonnes de mercure qui s'élèvent dans les godets A, A', *fig.* 5, au-dessus du plan horizontal $\alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4$, se font équilibre par elles-mêmes, *quelles que soient les actions capillaires de leurs ménisques;* de sorte que les hauteurs des colonnes de mercure que nous avons à considérer, ne doivent être comptées qu'à partir de ce plan.

D'un autre côté, la colonne h de mercure à la température t fait équilibre à une colonne de mercure à o° exprimée par $\frac{h}{1+\delta' t}$; δ' étant le coefficient de dilatation moyen du mercure de o à t^o. La hauteur de la colonne de mercure à o°, qui fait équilibre à la force élastique du gaz renfermé dans le réservoir V', est donc $H - \frac{h}{1+\delta' t}$.

La colonne $h' + h''$ de mercure à la température t cor-

respond à une colonne $(h' + h'')[1 + \delta''(T - t)]$ de mercure à la température T; δ'' étant le coefficient de dilatation moyen du mercure entre t° et T°. La colonne à la température T qui fait équilibre à la force élastique de l'air du réservoir V', est donc $H' - (h' + h'')[1 + \delta''(T - t)]$. On doit donc avoir, en désignant par δ le coefficient de dilatation moyen entre o et T°,

$$\left[H - \frac{h}{1+\delta' t}\right](1 + \delta.T) = H' - (h' + h'')[1 + \delta''(T - t)],$$

$$\text{d'où} \quad \delta T = \frac{(H' - H) + h\frac{1}{1+\delta' t} - (h' + h'')[1+\delta''(T-t)]}{H - \frac{h}{1+\delta' t}}.$$

La hauteur $H' - H$, qui est la différence de niveau des deux colonnes de mercure dans les tubes de verre DF et D'F', doit être mesurée avec une précision extrême; car c'est de cette mesure que dépend principalement l'exactitude du résultat.

Pour déterminer la valeur de δT, on emploie la méthode des approximations successives; on suppose d'abord connues les valeurs de δ' et δ''; par exemple, on les prend dans les nombres donnés par Dulong et Petit. En calculant une série d'expériences faites entre des limites de température étendues, on obtient une série de valeurs de δT, au moyen desquelles on peut calculer une formule d'interpolation donnant la quantité δT. Cette formule ne peut pas être très-éloignée de la véritable, parce que les erreurs que l'on a faites en donnant à δ' et à δ'' des valeurs approchées, ne peuvent exercer qu'une influence très-faible : en effet, la correction $\delta' t$ est très-petite, parce que t ne représente qu'un

petit nombre de degrés. La correction $\delta''(T - t)$ est plus considérable, mais elle est multipliée par une hauteur $(h' + h'')$ beaucoup plus petite que h, de sorte que les corrections que l'on doit faire aux portions de colonnes soulevées dans les tubes DF et D'F' sont toutes deux très-petites.

On déduit maintenant de la formule d'interpolation la valeur de $\delta' t$ et celle de $\delta''(T - t)$ qui est égale à $\delta T - \delta' t$, et l'on calcule de nouveau les valeurs de δT, en introduisant dans la formule ces nouvelles valeurs de δ' et de δ''.

La différence de hauteur $H - H'$ est déterminée au moyen de deux cathétomètres, n° 2 et n° 3, établis sur un pilier en maçonnerie inébranlable, et qui se trouve à une distance de $0^m.30$ environ des tubes FD, F'D'. Deux observateurs suivent simultanément les ménisques du mercure dans ces tubes. A un signal donné, on arrête les deux lunettes dans la position où les fils horizontaux de leurs micromètres sont tangents aux ménisques. Le premier observateur note seul la division de son cathétomètre, dont la lunette vise le ménisque du tube D'F', et va relever immédiatement après, le ménisque du tube DF. La lunette du second cathétomètre vise constamment le ménisque du tube D'F', et sert à reconnaître si ce ménisque ne s'est pas déplacé depuis la première observation. Le plus souvent il n'y a pas de déplacement sensible; quelquefois cependant, par le fait d'un changement de température du ballon V', les deux colonnes ont monté ou descendu toutes deux d'une très-petite quantité; mais les plus grandes variations que l'on ait ainsi observées ne dépassaient pas 3 ou 4 centièmes de millimètre : on en tenait facilement compte, en notant la fraction de millimètre dont il fallait monter ou descendre la lunette du cathétomètre

n° 3, pour viser de nouveau le ménisque dans le tube DF.

On aurait pu également fixer simultanément la position des ménisques dans les tubes DF et D′F′ sur les deux cathétomètres, puis venir viser le même repère β_4 avec les deux instruments. Mais la mesure de H′ — H, que l'on obtiendrait ainsi, serait moins précise, car elle dépendrait de quatre mesures faites avec deux instruments différents; tandis que, dans ma manière d'opérer, elle ne dépend en général que de deux observations exécutées avec le même instrument.

La hauteur H se détermine de temps en temps, dans le cours des expériences, en mesurant au cathétomètre la distance du repère α_3 à un repère γ fixé sur le tirant en fer S″T″, et la distance de ce même repère γ au repère β_4. Cette hauteur ne change pas sensiblement, si l'on ne touche pas aux vis de rappel ζ qui règlent la colonne A′B′.

Dans mes premières expériences, j'ai cherché à maintenir la colonne A′B′ à la température de 0°, en remplissant le manchon LQL′ de glace pilée. Malheureusement la température extérieure était élevée ; et bien que le manchon fût enveloppé dans toute sa hauteur de plusieurs couches d'étoffe de laine, la fusion de la glace était encore assez rapide, pour qu'il se formât promptement des vides autour du tube A′B′, et la température de la colonne froide devenait incertaine.

J'ai pensé qu'il était préférable de maintenir la colonne A′B′ à une température bien connue et presque constante, au moyen d'un courant abondant d'eau froide provenant d'un réservoir supérieur (du réservoir X, *planche* V). Cette eau arrive par le robinet R″ ; elle tombe dans un en-

tonnoir $\delta\delta'$, et de là par le tube $\varepsilon\varepsilon'$ au fond du manchon; l'excès du liquide se déverse constamment par la surface LL'.

Trois thermomètres τ, τ', τ'' donnent les températures de cette eau, et, bien qu'ils soient placés à des hauteurs très-diverses dans la colonne liquide, ils indiquent rarement des différences de plus de 3 à 4 centièmes de degré.

Une mèche de coton, plongée dans le manchon, amène par la rigole L*n* une certaine quantité d'eau dans le petit bassin *ll'* qui enveloppe le tube en fer $\omega\omega'$, et arrête la propagation de la chaleur provenant de la chaudière. L'eau qui déborde constamment le bassin *ll'*, descend le long de la corde *nn'* dans le petit bassin *mm'*, et empêche également la chaleur de la chaudière de se propager jusqu'en D.

Plusieurs écrans doubles, qui ne sont pas représentés dans les figures, sont disposés autour de la chaudière et du fourneau, afin de préserver les tubes DF, D'F' et les cathétomètres du rayonnement de la chaleur.

Les colonnes mercurielles du thermomètre à air sont relevées simultanément par deux observateurs, au moyen de deux cathétomètres nos 4 et 5, qui sont disposés sur le palier en fer ZZ'Z''Z'''. Les deux observations sont rapportées à un même point de repère α tracé sur la colonne *hg*.

On utilise donc pour ces expériences cinq cathétomètres établis à poste fixe:

Le cathétomètre n° 1, placé sur un support, à une distance de 3 mètres de l'appareil, et au moyen duquel on règle les repères β_1, β_2, β_3, β_4 et β_5;

Les cathétomètres nos 2 et 3, disposés sur un pilier en maçonnerie, à une distance de $0^m,30$ des tubes DF, D'F', et

au moyen desquels on mesure la différence de hauteur $H' - H$ des deux colonnes de mercure;

Les cathétomètres 4 et 5, placés sur le palier en fer ZZ'Z'', avec lesquels on relève simultanément les ménisques de mercure du thermomètre à air.

Enfin le théodolite, à l'aide duquel on s'assure que les points de repère α_1, α_2, α_3, α_4 restent dans le même plan horizontal, remplace un sixième cathétomètre, qui eût été beaucoup plus commode pour cet objet, mais que je n'ai pas pu me procurer.

Je vais indiquer rapidement la manière dont les expériences sont conduites.

Le courant d'eau froide traverse le manchon LQL', et on le règle de façon à ce que les trois thermomètres τ, τ', τ'' indiquent la même température.

On chauffe la chaudière pleine d'huile avec une certaine charge de charbon de bois. L'huile est continuellement agitée. Les observateurs, qui sont placés auprès du thermomètre à air, suivent la marche ascendante de la température et indiquent le moment où elle se ralentit. On vérifie alors rapidement l'horizontalité de l'axe $\alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4$, et on règle l'horizontalité des repères β_1, β_2, β_3, au moyen des vis ζ.

En donnant à l'air du réservoir V' une force élastique convenable, on maintient la colonne de mercure au bas du tube FD, en sorte que la hauteur de cette colonne au-dessus de l'axe β_1, β_2, β_3 soit aussi petite que possible. Cette hauteur dépassait rarement 2 centimètres.

Au moment où la température paraît sensiblement stationnaire dans les lunettes qui visent les ménisques du ther-

momètre à air, on arrête pendant un instant l'agitation de l'huile; parce qu'elle donne lieu à des trépidations dans les sommets des ménisques, qui rendraient leurs observations incertaines. Sur un signal donné, les quatre observateurs arrêtent les lunettes des cathétomètres sur les quatre ménisques de mercure (deux ménisques dans les tubes DF et D'F', et les deux ménisques du thermomètre à air). Le relèvement de la différence de niveau H' — H se fait immédiatement, comme il vient d'être dit, page 290. On lit ensuite les trois thermomètres τ, τ', τ'', et l'on prend la hauteur du baromètre, qu'il est nécessaire de connaître pour le calcul du thermomètre à air.

On agite de nouveau l'huile pendant quelque temps, et on rend la température stationnaire pour une nouvelle observation; on y parvient facilement, lorsque la température n'est pas très-élevée, en ouvrant ou fermant plus ou moins les ouvreaux du fourneau. On a soin de faire ainsi plusieurs observations à des températures très-voisines, avant de porter la température plus haut.

La colonne A'B' n'étant plus maintenue à la température de 0°, mais à une température θ, la formule de la page 289 doit être modifiée. Si nous désignons par δ''' le coefficient de dilatation moyen entre 0° et θ, la colonne froide réduite à la température de 0° sera

$$H\left(\frac{1}{1+\delta'''\theta}\right) - h\frac{1}{1+\delta' t},$$

et la formule devient

$$\left(H\frac{1}{1+\delta'''\theta} - h\frac{1}{1+\delta' t}\right)(1+\delta T) = H' - (h'+h'')\left[1+\delta''(T-t)\right].$$

Pour obtenir la valeur de δT, on emploiera encore la méthode des approximations successives.

Le thermomètre à air BC a été monté sur place dans la chaudière. On n'a donc pas pu mesurer directement la force élastique de l'air qu'il renferme, lorsque le réservoir BC est enveloppé de glace fondante. Cette force élastique a été déduite, par le calcul, d'une série d'observations faites à la température ambiante.

A cet effet, la chaudière étant pleine d'huile, on a fixé auprès du réservoir BC un thermomètre à mercure très-sensible, et dont le zéro avait été déterminé rigoureusement quelques instants auparavant. Ce thermomètre est un de ceux qui ont servi dans mes expériences sur la chaleur latente de la vapeur d'eau, il porte 18 divisions par degré centigrade; et comme la tige est très-longue, son réservoir descendait d'environ 50 centimètres dans la chaudière. L'huile a été longtemps agitée, avant qu'on ne commençât les observations, et l'agitation a été continuée pendant tout le temps qu'ont duré les déterminations.

On procédait d'ailleurs exactement de la manière qui a été décrite dans mes Mémoires sur la dilatation des gaz. Le niveau du mercure était amené dans le voisinage d'un repère α tracé sur le tube hg, très-près de l'origine du tube capillaire. On mesurait au cathétomètre la différence de hauteur h_0 des colonnes de mercure dans les deux branches du manomètre, et la distance du sommet de la colonne dans le tube hg au repère α. On déduisait de cette dernière mesure, le volume v de la petite quantité d'air renfermée dans le tube hg, qui se trouvait à une température t, donnée

par un petit thermomètre placé immédiatement à côté. On observait en même temps la hauteur H_0 du baromètre. Enfin, on observait le thermomètre à mercure T de la chaudière, au moment même où l'on relevait la différence de hauteur h_0.

On avait déterminé, par un jaugeage préliminaire, le volume v' de l'air renfermé dans le tube capillaire *efg* qui joint le réservoir BC avec le manomètre ; et au moyen de quelques observations faites par le procédé du volumenomètre, (*Annales de Chimie et de Physique*, troisième série, tome XIV, page 207), on avait obtenu le volume V du réservoir BC.

La température t' du volume d'air v' est donnée par un thermomètre qui est placé vers le milieu de la tige *efg*.

Soit H'_0 la force élastique que présenterait le même volume d'air, s'il se trouvait à la température de 0°;

k, le coefficient de dilatation cubique de l'enveloppe de verre entre 0° et T;

α, le coefficient de dilatation de l'air = 0,003665.

Nous aurons évidemment, en posant pour plus de simplicité,

$$\frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t}=\left(\frac{v}{V}\right)_0,$$

$$\frac{v'}{V}\frac{1}{1+\alpha t'}=\left(\frac{v'}{V}\right)_0,$$

$$\left[\frac{1+kT}{1+\alpha T}+\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0\right](H_0+h_0)=\left[1+\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0\right]H'_0.$$

On déduit de là H'_0 qui est la force élastique, que présenterait l'air, si le réservoir était enveloppé de glace fondante;

le point de départ de l'échelle du thermomètre à air se trouve ainsi fixé. Posons :

$$H'_0\left[1 + \left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0\right] = A.$$

La température T, que le thermomètre à air marque dans une circonstance quelconque, sera donnée par la formule :

$$\left[\frac{1+kT}{1+\alpha T} + \left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0\right](H_0 + h_0) = A,$$

d'où

$$1 + \alpha T = \frac{1+kT}{\frac{A}{H_0+h_0} - \left[\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0\right]}.$$

Le thermomètre à air n'est pas resté invariable pendant toute la durée des expériences : on l'a modifié à plusieurs reprises, en renouvelant l'air qu'il renfermait, et chaque fois on a déterminé de nouveau la valeur de A. Voici les éléments de ces déterminations :

Pour les deux premières séries d'expériences inscrites dans les tableaux suivants, on a eu dans trois déterminations :

	I.	II.	III.
$H_0+h_0=$	847,13	847,25	847,36
$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0=$	0,003048	0,003043	0,003078
T	21°,40	21°,44	21°,45
Log A	2,8967869	2,8967873	2,8968450

Moyenne de log A = 2,8968064.

La valeur de A, qui convient pour les expériences de la

troisième série et qui s'applique également aux expériences de la quatrième série (pages 312 et suivantes), faites par un procédé différent de celui qui a été employé pour les trois premières, a été déterminée par quatre observations qui ont donné les résultats suivants :

	I.	II.	III.	IV.
$H_0 + h_0 =$	851,05	851,08	851,18	851,21
$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0 =$	0,002612	0,002617	0,002617	0,002623
T	26°,085	26°,106	26°,133	26°,149
Log A	2,8917975	2,8917843	2,8918417	2,8917823

Moyenne de log A = 2,8918014.

En partant de ces valeurs de A, et au moyen des nombres inscrits dans les colonnes 2 et 3 des tableaux, on peut calculer les températures du thermomètre à air inscrites dans la colonne (4). Il faut cependant connaître encore pour cela les valeurs de k, c'est-à-dire, les valeurs du coefficient moyen de la dilatation cubique de l'enveloppe entre 0° et une température quelconque T du thermomètre à air. Ces valeurs ont été données dans le Mémoire précédent, page 237, dans les colonnes qui se rapportent à la dilatation du cristal de Choisy-le-Roi.

Les colonnes 7, 8, 9, 10 et 11 renferment les éléments des observations qui ont servi à calculer les valeurs de δ_T inscrites dans la colonne 12, c'est-à-dire les quantités dont se dilate un volume 1 de mercure pris à 0°, lorsqu'on le porte à la température de T°.

On a toujours fait un certain nombre de déterminations dans le voisinage d'une même température. Comme il eût été

trop long de construire graphiquement le résultat de chaque détermination individuelle, ou de le comparer avec le nombre calculé par une formule d'interpolation, on s'est contenté de prendre les moyennes des observations faites aux températures peu différentes. Ainsi, on a calculé les moyennes des températures T de la colonne (4), et on les a inscrites dans la colonne (5); on a pris de même les moyennes des valeurs de δ_T dans la colonne (12), et on les a inscrites dans la colonne (13). Les points de la construction graphique se trouvent déterminés par leurs abscisses qui sont ces valeurs moyennes de T, et par leurs ordonnées qui sont les valeurs moyennes correspondantes de δ_T. Cette manière d'opérer n'est pas rigoureuse, lorsque les températures T varient d'une manière notable dans les observations individuelles que l'on groupe ainsi; mais elle ne peut pas produire d'erreur sensible dans le cas qui nous occupe, car pour de faibles variations de température, les dilatations absolues du mercure varient proportionnellement à la température.

PREMIÈRE

NUMÉROS des expériences. (1)	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR. H_0+h_0 (2)	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$ (3)	T (4)	MOYENNES des températures. T (5)
1	mm 1000,63	0,002835	° 75,24	
2	1000,63	0,002830	75,24	
3	1000,51	0,002854	75,25	
4	1000,09	0,002739	75,01	° 75,18
5	1041,61	0,003234	89,86	
6	1043,03	0,003402	90,44	
7	1042,63	0,003355	90,28	
8	1042,73	0,003359	90,31	90,22
9	1072,74	0,002923	100,68	
10	1072,35	0,002859	100,51	
11	1072,33	0,002842	100,51	
12	1072,07	0,002806	100,38	100,52
13	1161,19	0,003387	132,25	
14	1160,68	0,003305	132,02	
15	1161,37	0,003406	132,32	
16	1161,07	0,003371	132,19	
17	1160,48	0,003356	131,95	132,15

DEUXIÈME

1	983,37	0,003123	69,30	
2	981,22	0,002829	68,42	
3	980,06	0,002583	67,91	
4	979,10	0,002697	67,62	68,31

SÉRIE.

DONNÉES DE L'APPAREIL POUR LA DILATAT. ABSOLUE DU MERCURE.							MOYENNES des dilatations du mercure. δ_{II}
H (6)	H′— H (7)	t (8)	h (9)	$h'+h''$ (10)	θ (11)	δ_I (12)	(13)
mm	mm	°	mm	mm	°		
1557,26	16,06	22,22	36,26	23,48	17,97	0,013673	
»	16,10	22,03	36,30	23,48	17,97	0,013700	
»	16,10	22,18	36,30	23,48	17,96	0,013700	
»	16,06	21,80	36,32	23,54	17,96	0,013674	0,013687
»	20,00	22,17	36,94	20,20	18,01	0,016270	
»	20,18	22,42	36,80	19,88	18,02	0,016396	
»	20,18	22,59	36,80	19,88	18,03	0,016396	
»	20,16	22,45	36,78	19,88	18,07	0,016383	0,016361
»	23,04	23,11	41,94	22,48	18,12	0,018293	
»	22,98	23,04	41,80	22,40	18,14	0,018259	
»	23,00	22,90	41,80	22,38	18,14	0,018272	
»	22,96	22,95	41,74	22,36	18,15	0,018244	0,018267
»	31,88	22,68	50,68	22,66	18,03	0,024159	
»	31,80	22,65	50,82	22,88	18,01	0,024108	
»	31,94	22,47	50,92	22,84	18,01	0,024210	
»	31,84	22,65	50,88	22,90	18,01	0,024136	
»	31,80	22,40	51,08	23,14	18,00	0,024119	0,024146

SÉRIE.

1557,26	14,50	19,01	34,42	24,40	17,59	0,012496	
»	14,24	19,06	34,20	24,44	17,60	0,012363	
»	14,16	19,43	34,14	24,46	17,58	0,012316	
»	14,10	19,59	34,08	24,46	17,62	0,012297	0,012368

SUITE DE LA

NUMÉROS des expériences. (1)	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR. H_0+h_0 (2)	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$ (3)	T (4)	MOYENNES des températures. T (5)
5	mm 1030,02	0,003091	° 85,71	
6	1030,39	0,003139	85,86	
7	1030,29	0,003131	85,82	
8	1031,05	0,003243	86,14	
9	1031,18	0,003255	86,16	
10	1031,24	0,003259	86,17	° 85,98
11	1141,16	0,002864	124,83	
12	1136,72	0,003137	123,44	
13	1136,84	0,003143	123,48	
14	1136,25	0,002937	123,14	
15	1135,97	0,002924	123,04	
16	1135,47	0,002861	122,82	123,46
17	1204,32	0,003131	147,31	
18	1204,63	0,003178	147,42	
19	1204,24	0,003119	147,27	
20	1204,84	0,003230	147,55	
21	1203,04	0,002989	146,78	
22	1202,95	0,002972	146,73	147,18
23	1266,09	0,003151	169,22	
24	1262,34	0,002652	167,53	
25	1260,03	0,002881	166,86	
26	1255,07	0,003385	165,46	
27	1253,59	0,003159	164,79	
28	1252,04	0,002984	164,12	166,33
29	1348,90	0,003276	198,70	
30	1348,42	0,003233	198,50	
31	1349,16	0,003342	198,85	
32	1350,98	0,002857	199,09	198,79

DEUXIÈME SÉRIE.

Données de l'appareil pour la dilatation absolue du mercure.							Moyennes des dilatations du mercure.
H	H'—H	t	h	$h'+h''$	θ	δ_T	δ_T
(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
mm	mm	°	mm	mm	°		
1557,26	19,00	20,39	38,08	23,62	17,66	0,015498	
»	19,08	20,39	38,02	23,48	17,65	0,015550	
»	19,08	20,39	37,96	23,42	17,66	0,015549	
»	19,12	20,09	38,08	23,50	17,64	0,015570	
»	19,20	20,46	38,18	23,52	17,64	0,015624	
»	19,17	21,01	38,18	23,51	17,67	0,015610	0,015567
»	29,92	22,10	49,42	23,96	17,83	0,022760	
»	29,48	21,94	49,90	24,88	17,78	0,022481	
»	29,48	21,76	49,92	24,90	17,78	0,022454	
»	29,42	21,99	49,98	25,02	17,77	0,022415	
»	29,48	22,08	50,02	25,00	17,79	0,022455	
»	29,42	22,22	49,94	24,98	17,80	0,022421	0,022498
»	36,00	23,77	57,62	26,12	18,04	0,026865	
»	36,08	23,81	57,72	26,14	17,98	0,026907	
»	36,07	23,58	56,72	26,33	17,95	0,026889	
»	36,12	23,45	58,20	26,58	17,93	0,026930	
»	35,96	23,29	58,84	27,38	17,91	0,026810	
»	35,92	23,07	59,32	27,90	17,91	0,026779	0,026863
»	41,98	23,98	63,68	26,84	18,14	0,030903	
»	41,62	23,57	64,10	27,62	18,11	0,030657	
»	41,50	23,96	64,24	27,88	18,11	0,030472	
»	41,06	24,05	64,54	28,62	18,15	0,030283	
»	40,87	23,96	64,68	28,95	18,16	0,030151	
»	40,71	23,87	64,88	29,31	18,16	0,029948	0,030402
»	50,06	24,97	73,14	28,08	18,30	0,036441	
»	50,04	24,48	73,14	28,10	18,28	0,036434	
»	50,12	24,51	73,16	28,04	18,25	0,036460	
»	50,20	24,51	73,44	28,24	18,27	0,036536	0,036468

TROISIÈMI

NUMÉROS des expériences. (1)	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR. $H_0 + h_0$ (2)	$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$ (3)	T (4)	MOYENNES des températures. T (5)
1	mm 1128,43	0,002530	° 124,73	
2	1126,90	0,002368	124,08	
3	1126,84	0,002350	124,05	
4	1126,50	0,002315	123,91	
5	1125,62	0,002212	123,54	° 124,06
6	1169,96	0,002135	139,32	
7	1168,81	0,001977	138,81	
8	1166,13	0,002449	138,16	138,76
9	1171,31	0,002532	140,05	
10	1171,51	0,002528	140,12	
11	1171,77	0,002540	140,22	
12	1171,40	0,002555	140,10	140,12
13	1225,04	0,002513	159,25	
14	1225,45	0,002554	159,43	
15	1225,37	0,002548	159,39	
16	1224,26	0,002458	158,94	159,25
17	1254,03	0,002679	169,74	
18	1252,25	0,002492	168,98	
19	1252,10	0,002466	168,90	
20	1252,59	0,002525	169,14	
21	1252,83	0,002543	169,22	
22	1252,35	0,002504	169,02	169,16
23	1352,87	0,003211	205,63	
24	1352,21	0,003125	205,32	
25	1353,17	0,003228	205,75	205,57

DONNÉES DE L'APPAREIL POUR LA DILATAT. ABSOLUE DU MERCURE.							MOYENNES des dilatations du mercure. δ_T
H (6)	H'—H (7)	t (8)	h (9)	$h'+h''$ (10)	θ (11)	δ_T (12)	(13)
mm	mm	°	mm	mm	°		
1557,62	29,44	25,42	50,54	24,10	19,32	0,022717	
»	29,24	25,42	49,72	23,48	19,32	0,022585	
»	29,25	25,88	49,56	23,31	19,32	0,022589	
»	29,20	25,70	49,12	22,92	19,34	0,022556	
»	29,10	25,65	49,08	22,98	19,34	0,022489	0,022587
»	33,56	28,05	57,00	25,70	19,40	0,025490	
»	33,39	27,62	57,38	26,25	19,38	0,025368	
»	33,20	27,48	57,80	26,86	19,36	0,025242	0,025367
»	33,70	27,91	54,74	23,84	19,54	0,025605	
»	33,70	27,76	54,68	23,78	19,54	0,025604	
»	33,74	28,17	54,66	23,80	19,54	0,025631	
»	33,70	27,74	54,60	23,70	19,54	0,025603	0,025611
»	38,86	29,31	58,28	22,62	19,77	0,029120	
»	38,93	29,43	58,44	22,71	19,77	0,029078	
»	38,92	29,08	58,74	23,02	19,76	0,029149	
»	38,84	29,31	58,96	23,32	19,77	0,029100	0,029112
»	41,90	27,25	67,76	28,12	19,27	0,031094	
»	41,66	27,23	67,84	28,44	19,22	0,030920	
»	41,69	27,14	68,00	28,57	19,19	0,030937	
»	41,80	26,79	68,46	28,92	19,17	0,031000	
»	41,82	27,00	68,56	29,00	19,16	0,031015	
»	41,78	26,93	68,72	29,20	19,17	0,030992	0,030993
»	52,08	26,57	77,06	28,34	19,25	0,038020	
»	51,79	26,36	76,96	28,53	19,23	0,037820	
»	51,90	26,29	77,34	28,80	19,20	0,037890	0,037910

SUITE DE LA TROISIÈME

NUMÉROS des expériences. (1)	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR. $H_0 + h_0$ (2)	$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$ (3)	T (4)	MOYENNES des températures. T (5)
26	mm 1404,15	0,002454	° 223,39	
27	1403,88	0,002430	223,27	
28	1401,23	0,002088	221,98	
29	1403,99	0,002428	223,30	
30	1405,18	0,002592	223,87	
31	1404,44	0,002514	223,54	° 223,22
32	1502,76	0,001999	258,38	
33	1498,49	0,002116	256,97	
34	1496,72	0,002606	256,82	
35	1502,57	0,002720	259,06	
36	1501,21	0,002459	258,30	
37	1499,85	0,002356	257,71	257,87
38	1581,64	0,002434	287,27	
39	1580,58	0,002306	286,76	
40	1576,72	0,001821	284,79	
41	1587,56	0,002765	289,80	
42	1585,36	0,002664	288,90	
43	1580,88	0,002589	287,19	287,45
44	1608,43	0,004229	299,09	
45	1607,61	0,002448	296,67	
46	1619,44	0,002688	301,21	
47	1616,38	0,002419	299,79	299,19
48	1590,88	0,002300	290,44	
49	1589,46	0,002090	289,75	
50	1584,81	0,002111	288,05	289,41

SÉRIE.

DONNÉES DE L'APPAREIL POUR LA DILATAT. ABSOLUE DU MERCURE.							MOYENNES des dilatations du mercure.
H (6)	H'—H (7)	t (8)	h (9)	$h'+h''$ (10)	θ (11)	δ_r (12)	δ_T (13)
mm	mm	o	mm	mm	o		
1556,98	56,72	22,75	75,86	24,28	18,61	0,041049	
»	56,78	22,68	77,96	26,32	18,58	0,041086	
»	56,54	22,68	78,18	26,78	18,58	0,040922	
»	56,75	22,72	78,28	26,67	18,57	0,041061	
»	56,92	22,91	78,46	26,68	18,58	0,041189	
»	56,88	22,91	78,52	28,18	18,58	0,041163	0,041078
»	66,42	23,82	87,12	27,10	18,70	0,047814	
»	66,12	23,94	87,18	27,46	18,69	0,047604	
»	65,88	23,82	87,40	27,92	18,70	0,047440	
»	66,52	23,82	87,54	27,42	18,71	0,047881	
»	66,42	24,05	87,58	27,56	18,72	0,047815	
»	66,32	24,03	87,60	27,68	18,72	0,47747	0,047717
»	74,29	25,65	93,30	26,21	18,85	0,053341	
»	74,26	24,90	93,50	26,44	18,83	0,053322	
»	73,86	24,64	93,90	27,24	18,85	0,053042	
»	75,10	25,31	94,82	26,92	18,88	0,053912	
»	74,76	24,96	94,80	27,24	18,88	0,053671	
»	74,35	24,57	94,84	27,69	18,86	0,053385	0,053448
»	77,76	24,96	99,80	29,08	18,82	0,055796	
»	77,02	23,82	100,48	30,50	18,77	0,055272	
»	78,12	23,59	100,88	29,76	18,96	0,056088	
»	77,70	23,16	100,62	29,96	18,96	0,055796	0,055738
»	75,18	22,90	116,98	48,84	18,87	0,053990	
»	75,04	22,90	117,16	49,16	18,87	0,053893	
»	74,62	22,81	117,28	49,70	18,85	0,053597	0,053827

Expériences faites par un autre procédé.

L'appareil qui avait servi dans les expériences que nous venons de décrire, pouvait être facilement modifié de façon à permettre de mesurer les dilatations absolues du mercure par un procédé différent.

Les pièces en fonte $\omega'D$, ω'_1D', *fig.* 1 et *fig.* 5, ont été enlevées et l'on a réuni les deux branches horizontales inférieures $CB\omega'$ et $C'B'\omega'_1$ par un petit tube de fer étiré très-mince $\xi\xi'$, de 3 millimètres de diamètre intérieur, qui était suffisamment flexible pour permettre les dilatations de la colonne chauffée AB.

On a enlevé de même le tube en fer foré $\omega o \omega'$ qui établit la communication supérieure entre les deux colonnes de mercure dans les figures 1 et 5, et l'on a vissé, à la place de ce tube, les deux pièces à godets $\pi\sigma$, $\pi'\sigma'$ portant les tubes de verre σF, $\sigma'F'$.

L'appareil modifié présente l'aspect de la figure 9.

Les colonnes communiquent maintenant par le bas, le mercure s'élève dans le tube σF à un niveau plus élevé que dans le tube $\sigma'F'$, et d'après cette différence de niveau on peut calculer la dilatation du mercure. Cette différence est mesurée très-exactement au moyen d'un cathétomètre placé sur un pilier de maçonnerie. Avec cette disposition de l'appareil, il devient inutile de se servir de deux cathétomètres pour relever simultanément les deux ménisques de mercure dans les tubes σF, $\sigma'F'$, parce que les colonnes de mercure ne varient plus dans ce cas que par les changements de température qui surviennent dans le bain d'huile, et que ces chan-

gements sont absolument insensibles pendant le temps très-court que l'on emploie à viser successivement les deux ménisques, par suite des précautions que l'on prend pour rendre la température du bain stationnaire au moment des observations.

La manière d'opérer est d'ailleurs exactement la même que dans la première méthode. Les quatre repères $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ sont amenés rigoureusement dans le même plan horizontal au commencement des expériences, et on reconnaît, à l'aide d'un cathétomètre placé à la distance de 3 mètres, qu'ils restent dans la ligne horizontale pendant toute la durée des observations.

Le canal $C'\xi'$ est rendu horizontal au commencement des observations, et on s'assure que cette horizontalité se conserve pendant la durée des expériences.

On ne peut plus régler facilement, au moyen des tirants T,T', le canal $C\xi$ qui traverse la partie inférieure de la chaudière, on le laisse suivre librement les effets de la dilatation. Les deux repères β_1, β_2 ne restent pas rigoureusement dans un plan horizontal, leurs variations sont néanmoins très-petites, et le canal $\xi\xi'$ est suffisamment flexible pour se prêter à ces effets de dilatation.

Un autre cathétomètre, placé à la distance de 3 mètres, permet de mesurer à chaque moment la différence de niveau entre la ligne horizontale $\beta_3\beta_4$ et chacun des repères mobiles $\beta_1\beta_2$. Les repères β_2 se trouvant presque à l'issue de la colonne chaude hors de la chaudière et la ligne $\beta_1\beta_2$ s'écartant très-peu de l'horizontalité, on admettait que l'origine de la colonne de mercure chauffée se trouvait au niveau β_2.

Soient :

H_T la hauteur de la colonne chaude entre les niveaux $\alpha_1 \alpha_2$ et $\beta_1 \beta_2$;

T sa température ;

D la densité du mercure à cette température ;

H_t la hauteur de la colonne froide entre les niveaux $\alpha_3 \alpha'_4$ et $\beta_3 \beta_4$;

t sa température ;

d la densité du mercure à la température t ;

h la hauteur du ménisque de mercure dans le tube F au-dessus du niveau $\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4$;

h' la hauteur du mercure dans le tube F′ au-dessus du même niveau ;

h'' la hauteur du niveau $\beta_3 \beta_4$ au-dessus de $\beta_1 \beta_2$;

t' la température des colonnes h, h', h'' que l'on peut supposer la même ;

d' la densité du mercure à la température t' ;

Nous aurons :

$$H_T D + hd' = Hd + h'd' + h''d'$$
$$H_T D + (h - h' - h'')\, d' = H_t d.$$

Désignons par δ le coefficient de dilatation moyen du mercure de o à T, par δ' le coefficient de dilatation moyen du mercure de o à t ; nous pouvons supposer que ce coefficient est le même de o à t', parce que les deux températures t et t' diffèrent très-peu. Si D_0 représente la densité du mercure à o°, nous aurons :

$$D = \frac{D_0}{1 + \delta T}$$

$$d = \frac{D_0}{1 + \delta' t}$$

$$d' = \frac{D_0}{1 + \delta' t'},$$

par suite :

$$H_T \frac{1}{1 + \delta T} + (h - h' - h'') \frac{1}{1 + \delta' t'} = H_t \frac{1}{1 + \delta' t},$$

d'où

$$1 + \delta T = \frac{H_T}{H_t \frac{1}{1 + \delta' t} - (h - h' - h'') \frac{1}{1 + \delta' t'}}.$$

Le tableau suivant renferme les données de toutes les expériences qui ont été faites par cette méthode.

QUATRIÈME

NUMÉROS des expériences. (1)	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR. $H_0 + h_0$ (2)	$\left(\frac{v}{V}\right)_0 + \left(\frac{v'}{V}\right)_0$ (3)	T (4)	MOYENNES des températures. T (5)
1	845,38 mm	0,002840	24,15 °	
2	844,96	0,002786	23,98	24,07 °
3	957,75	0,002682	64,00	
4	958,35	0,002724	64,24	
5	958,11	0,002698	64,14	
6	957,89	0,002698	64,07	
7	958,93	0,002806	64,48	64,19
8	994,20	0,002936	77,09	
9	996,11	0,002683	77,65	
10	996,08	0,002698	77,65	
11	995,20	0,002568	77,28	77,42
12	1002,90	0,002749	80,10	
13	1003,01	0,002690	80,11	
14	1003,63	0,002764	80,36	80,19
15	1118,71	0,002780	121,41	
16	1118,92	0,002828	121,51	121,46
17	1121,56	0,003152	122,64	
18	1123,04	0,002570	122,84	122,74
19	1139,83	0,002190	128,60	128,60
20	1136,40	0,002440	127,52	
21	1137,25	0,002532	127,88	
22	1137,01	0,002502	127,77	127,72

SÉRIE.

DONNÉES DE L'APPAREIL POUR LA DILATATION ABSOLUE DU MERCURE.							MOYENNES des dilatations du mercure.
H (6)	H'—H (7)	t (8)	h (9)	$h'+h''$ (10)	θ (11)	δ_T (12)	δ_T (13)
mm 1557,86	mm 3,87	° 8,85	mm 21,68	mm 19,93	° 10,73	0,004413	
»	3,78	8,85	21,64	19,98	10,73	0,004356	0,004385
»	15,04	10,20	26,75	14,59	10,62	0,011654	
»	15,13	10,20	26,81	14,56	10,59	0,011705	
»	15,09	10,20	26,77	14,56	10,59	0,011679	
»	15,09	10,20	26,81	14,60	10,59	0,011679	
»	15,18	10,20	26,83	14,53	10,59	0,011737	0,011691
»	18,75	10,82	30,87	15,32	10,63	0,014087	
»	18,88	10,06	30,75	15,22	10,63	0,014171	
»	18,90	10,06	30,92	15,22	10,63	0,014184	
»	18,74	10,82	30,89	15,35	10,63	0,014087	0,014132
»	19,37	10,44	32,00	15,85	10,82	0,014522	
»	19,48	10,44	32,07	15,81	10,82	0,014500	
»	19,62	10,44	32,09	15,69	10,82	0,014696	0,014573
»	31,05	12,33	50,33	22,70	10,48	0,022205	
»	31,09	12,33	50,51	22,84	10,62	0,022254	0,022230
»	31,31	12,33	50,67	22,78	10,70	0,022414	
»	31,30	12,35	50,64	22,76	10,74	0,022414	0,022414
»	32,97	11,27	46,23	16,53	10,83	0,023566	0,023566
»	32,67	11,28	45,94	16,54	10,83	0,023355	
»	32,74	11,28	45,96	16,49	10,83	0,023407	
»	32,73	11,28	45,98	16,52	10,83	0,023400	0,023387

Suite de la QUATRIÈME

numéros des expériences. (1)	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR. H_0+h_0 (2)	$\left(\frac{v}{V}\right)_0+\left(\frac{v'}{V}\right)_0$ (3)	T (4)	MOYENNES des températures. T (5)
23	mm 1189,64	0,002370	° 146,49	
24	1191,22	0,002558	147,18	
25	1190,87	0,002532	147,04	° 146,90
26	1273,76	0,002428	176,62	
27	1272,22	0,002230	175,80	176,21
28	1281,25	0,002745	179,54	
29	1281,48	0,002900	179,74	179,64
30	1352,00	0,002430	204,65	
31	1352,58	0,002956	205,29	
32	1352,52	0,002956	205,28	205,07
33	1454,92	0,002480	241,68	
34	1454,71	0,002462	241,58	241,63
35	1563,61	0,002445	280,77	
36	1564,55	0,002566	281,24	281,00

SÉRIE.

DONNÉES DE L'APPAREIL POUR LA DILATATION ABSOLUE DU MERCURE.							MOYENNES des dilatations du mercure. δ_T (13)
H (6)	H'—H (7)	t (8)	h (9)	$h'+h''$ (10)	θ (11)	δ_T (12)	
mm 1557,86	mm 37,83	° 11,46	mm 52,79	mm 18,53	° 10,99	0,026855	
»	38,00	11,46	52,92	18,49	10,99	0,026970	
»	38,04	11,46	52,92	18,45	10,99	0,026990	0,026938
»	46,18	12,47	61,84	20,06	10,97	0,032499	
»	45,95	12,47	61,59	20,04	10,97	0,032322	0,032410
»	46,93	12,91	63,46	20,88	11,10	0,033016	
»	46,94	12,91	63,41	20,82	11,10	0,033024	0,033020
»	53,92	12,91	69,76	21,17	11,04	0,037743	
»	54,09	12,91	69,92	21,16	10,97	0,037858	
»	54,03	12,91	69,84	21,14	10,97	0,037814	0,037805
»	63,99	13,49	77,59	19,17	11,25	0,044763	
»	63,90	13,49	77,53	19,20	11,25	0,044705	0,044734
»	74,77	15,67	88,88	20,51	11,36	0,052300	
»	74,88	15,67	88,94	20,46	11,36	0,052371	0,052335

Construction graphique des expériences. — Calcul d'une formule d'interpolation.

Pour juger de la marche d'un grand nombre d'observations, on les représente ordinairement par une construction graphique, ou on les relie par une formule d'interpolation. La méthode graphique, lorsqu'elle est convenablement exécutée, est préférable à toutes les méthodes d'interpolation par calcul; elle permet de distinguer, à la première vue, les variations qui proviennent des erreurs accidentelles des observations, et les erreurs constantes qui dépendent de la diversité des méthodes que l'on a employées.

On exécute les constructions graphiques sur des papiers divisés que l'on trouve dans le commerce. Ces papiers ne sont jamais bien réguliers; leurs imperfections dépendent non-seulement de ce que la division n'a pas été exécutée sur les planches métalliques par une méthode assez rigoureuse; mais encore de ce que le papier, qui est mouillé au moment où l'on tire les épreuves, se contracte en se desséchant d'une manière irrégulière dans les différents sens.

J'ai exécuté mes constructions graphiques immédiatement sur une planche en cuivre, que nous avons divisée nous-mêmes avec les plus grands soins. Cette planche a été ensuite retouchée par le graveur pour donner aux traits la netteté et la profondeur convenables, et on s'en est servi pour tirer les épreuves qui sont jointes à ce mémoire, planche VIII. Je vais entrer dans quelques détails sur la confection de cette planche, afin que chacun puisse juger du degré de confiance que l'on doit accorder à nos constructions graphiques.

Je me proposais d'abord de donner à ma planche une étendue superficielle de 1 mètre carré; les axes des abscisses et des ordonnées recevaient 1 mètre de longueur, et chacune de leurs subdivisions équivalait à un centimètre. Mais je n'ai pas trouvé dans le commerce un papier convenable qui présentât ce format; il aurait fallu en faire confectionner exprès, et j'ai reculé devant les dépenses que cette fabrication eût entraînées. J'ai été obligé de réduire les côtés de mon cadre à 80 centimètres, et comme ces côtés sont divisés en 100, chacune des divisions se trouve valoir 8 millimètres.

On a tracé sur la planche de cuivre deux des côtés contigus du cadre rigoureusement perpendiculaires l'un sur l'autre, et, au moyen d'une excellente machine à diviser, on a porté sur chacun de ces côtés, à partir de leur point d'intersection, 100 divisions égales chacune à 8 millimètres. On a exécuté une division semblable sur chacun des autres côtés de la planche; les deux traits qui correspondent à la division 100, se sont rencontrés en un point, qu'il a suffi de joindre avec les extrémités des deux côtés rectangulaires déjà tracés sur la planche, pour obtenir un cadre rigoureusement exact. On a joint les divisions homologues opposées par des lignes droites tracées le long d'une règle métallique parfaitement dressée, et on a divisé ainsi la surface du grand carré en petits carrés égaux.

Pour s'assurer de la parfaite régularité de cette division, on a porté, à l'aide de la même machine, une division toute semblable sur une règle métallique taillée en biseau très-effilé; on a porté successivement cette règle sur les diverses parallèles de la planche, et l'on a reconnu que lorsque

la coïncidence des divisions était établie en un point, elle existait rigoureusement pour tous les autres. Malheureusement, cette grande perfection ne se retrouve plus dans les épreuves sur papier, à cause de l'irrégularité de contraction de la feuille après le tirage. Il est facile de reconnaître, en effet, que le cadre ne présente plus un carré parfait sur la feuille ; mais chaque point peut être considéré comme ayant une position exacte dans le petit carré qui le renferme.

Un point quelconque est déterminé par ses coordonnées horizontale et verticale, dont les valeurs numériques sont données par les expériences. Je le détermine graphiquement par l'intersection de deux lignes menées parallèlement à chacun des axes, à des distances déterminées par ces valeurs numériques. Pour tracer ces lignes immédiatement sur le cuivre et avec une grande précision, j'emploie le petit appareil micrométrique qui est représenté planche II, fig. 28 et 29.

Cet appareil se compose d'un socle rectangulaire en fonte BCDE, qui forme la base par laquelle l'appareil repose sur la planche en cuivre; la surface inférieure de cette base est recouverte de drap, afin qu'elle ne raye pas la planche. Une règle en fer *gh* glisse à coulisse sur le côté DE. On peut régler ce glissement à volonté au moyen de la vis de rappel V. La règle *gh* porte une plaque de laiton *ab* taillée en biseau et qui tourne à charnière autour de l'axe *de*.

Sur le même socle de fonte est fixé un banc bien dressé *pq*, le long duquel glisse le chariot *jl*; le mouvement est imprimé à ce chariot à l'aide d'une vis micrométrique *ff'* qui tourne dans l'écrou fixe *s*. Le chariot *jl* porte un index *c* tracé sur une aiguille qui tourne à charnière autour de l'axe *ik*, et une autre pièce qui porte le tracelet. On a sup-

posé dans les figures que le tracelet avait été enlevé, afin de ne pas compliquer le dessin. Le tracelet est réglé de telle façon, que le trait qu'il grave se trouve rigoureusement dans le prolongement de l'index *c* tracé sur l'aiguille *cik*.

Le pas de la vis micrométrique est de $\frac{1}{2}$ millimètre, le disque *mn* porte 50 divisions; chacune de ces divisions vaut par conséquent $\frac{1}{100}$ de millimètre. La règle en biseau *ab* porte des divisions égales à un dixième des divisions de la planche, leur valeur est par conséquent de $\frac{8}{10}$ de millimètre.

Supposons, pour fixer les idées, qu'il s'agisse de porter sur la planche le point donné par l'observation

$$x = 71,760 \quad y = 25,173.$$

Je détermine immédiatement le petit carré dans lequel le point doit se trouver, puis je place l'instrument sur la planche, de manière à ce que la ligne *ab* soit parallèle à l'axe des abscisses, et que le zéro de l'échelle *ab* se trouve à peu près sur le premier côté du carré; à l'aide de la vis de rappel V, je rends cette coïncidence parfaite, l'œil étant armé d'une loupe. Pour mesurer les 760 millièmes de la division, j'amène d'abord le trait *c* en coïncidence avec la division 7 de la règle *ab*, à l'aide de la vis micrométrique *ff'*, et il ne reste plus alors qu'à faire marcher le trait *c* de $\frac{6}{10}$ d'une division de *ab*, c'est-à-dire de $\frac{6}{10} \cdot \frac{8}{10} = \frac{48}{100}$ de millimètre; par conséquent il faut faire tourner le cadran *mn* de 48 divisions. Le trait de repère *c* se trouve ainsi amené dans la position convenable, et par suite aussi le tracelet; de sorte qu'en traçant avec celui-ci un trait sur la planche, on obtient une ligne qui doit renfermer le point cherché.

Je tourne maintenant l'appareil micrométrique dans une

position rectangulaire, et je fais coïncider le zéro de la division *ab* avec le premier côté horizontal du petit carré, par conséquent, avec la division 25 de l'échelle verticale; j'amène le trait de repère *c* en coïncidence avec la division 1 de l'échelle *ab* au moyen de la vis micrométrique, et à partir de ce point il faut encore faire marcher le tracelet de $\frac{73}{100}$ d'une division de *ab* ou de $\frac{8}{10} \cdot \frac{73}{100} = \frac{58}{100}$ de millimètre; il faut par conséquent tourner encore le disque d'un tour entier plus 8 divisions; le trait fait sur la planche par le tracelet amené dans cette position, renferme également le point cherché qui se trouve ainsi déterminé par le croisement de deux lignes.

Il est clair qu'en portant sur le cadran *mn* une division convenable, on peut éviter la transformation par le calcul des fractions de millimètre en fractions de dixièmes de la division de la planche. Il suffit à cet effet de diviser le cadran, non point en 50, mais en 62,5.

C'est au moyen de cette méthode, qui est susceptible d'une grande précision, que j'ai tracé moi-même sur le cuivre toutes les petites croix par lesquelles sont déterminés les points qui correspondent aux coordonnées dont les valeurs numériques sont données par les observations directes, et que j'ai obtenu la planche VIII qui est annexée à ces mémoires.

Pour construire la courbe des dilatations absolues du mercure, j'ai pris pour abscisses les températures du thermomètre à air inscrites dans les colonnes 5 de nos tableaux, chaque division de l'échelle correspondant à un degré centigrade, et j'ai pris pour ordonnées les dilatations δ_T qu'une colonne de mercure de 1 mètre subit dans notre appareil des tubes communicants, en passant de 0° à T°, dilatations qui

se trouvent inscrites dans les colonnes 13; chaque division de l'échelle verticale représentant 1 millimètre. Les ordonnées de la courbe représentent donc également les dilatations cubiques que subit un volume 1 de mercure, lorsqu'il passe de 0° à T°, chaque division de l'échelle verticale représentant un millième.

L'échelle horizontale ne portant que 100 divisions, la courbe ne pouvait être construite que de 0 à 100°, ce qui a donné la branche AB. Pour aller de 100° à 200° il fallait juxtaposer une seconde feuille à la première, et ainsi de suite. On a admis que la seconde feuille avait été superposée sur la première, et on a obtenu ainsi la branche CD. Enfin, la troisième branche de la courbe est représentée par la courbe EF. En un mot, les branches AB, CD, EF sont disposées, comme si, au lieu d'être tracées sur une surface plane, elles étaient tracées sur un cylindre dont la circonférence rectifiée fût égale à l'échelle des abscisses.

J'ai marqué avec un même chiffre toutes les croix qui appartiennent à la même série d'expériences; tous les points de la première série sont marqués 1, ceux de la seconde sont marqués 2, ceux de la troisième série portent le chiffre 3; enfin, ceux de la quatrième sont marqués 4.

La série 3 étant la plus nombreuse de celles qui ont été exécutées par la première méthode, j'ai construit la courbe principalement sur les points de cette série; mais je me suis contenté de joindre ces points par des lignes droites. Je n'ai pas laissé subsister ces lignes sur la planche gravée, je n'ai conservé que la courbe AB, CD, EF qui a été construite d'après la formule d'interpolation que nous calculerons plus loin.

On reconnaît immédiatement que les points 3 sont distribués avec une régularité parfaite; par conséquent que les erreurs accidentelles des expériences doivent être très-petites. La précision des observations est assez grande, pour que le polygone présente l'aspect d'une courbe continue qui s'approche beaucoup de la ligne droite. Il est facile cependant de reconnaître une courbure sensible dont la convexité est tournée vers l'axe des x : il suffit, pour cela, de comparer entre elles les trois longueurs XB, BD, DF, qui seraient égales, si la courbe était une ligne droite.

On a

$$XB = 0{,}018153,$$
$$BD = 0{,}018658,$$
$$DF = 0{,}019162.$$

Les points des deux séries 1 et 3 tombent rigoureusement sur la même courbe, tandis que ceux de la série 2 sont en général un peu au-dessous. La différence est extrêmement petite et à peu près constante; il est possible qu'elle tienne à une petite erreur sur le zéro du thermomètre à air.

Les points 4, qui se rapportent à la quatrième série, ont été obtenus par une méthode différente de celle qui a été suivie dans les expériences des trois premières. On reconnaît que ces points se trouvent constamment au-dessus de la courbe qui passe par les points 3. La différence est très-petite, car elle s'élève à peine à $\frac{1}{350}$ aux plus hautes températures; mais elle se présente avec une grande régularité, et il est probable qu'elle doit être attribuée à une erreur constante, qui existe dans les expériences faites par l'une ou par l'autre des deux méthodes. J'ai fait de vains efforts

pour chercher à connaître la source de cette erreur; peut-être est-elle due à une petite altération survenue au thermomètre à air, dans l'intervalle de temps qui s'est écoulé entre la troisième et la quatrième série d'expériences; malheureusement, je n'ai pas pu vérifier cette conjecture, parce qu'à la fin de ces recherches l'huile de la chaudière s'était beaucoup altérée; elle était trop visqueuse à la température ordinaire, pour que l'on pût espérer obtenir une vérification certaine du thermomètre à air, en le comparant avec le thermomètre à mercure qui avait servi à déterminer son point de départ au commencement des expériences, page 295.

Il est important de remarquer que notre appareil n'avait pas été disposé en vue de la seconde méthode qui nous a donné les résultats de la quatrième série, et il présente dans ce cas quelques inconvénients, qui ont bien pu occasionner les petites différences que nous reconnaissons entre cette série et les trois premières. Ainsi, par exemple, les tubes horizontaux inférieurs $CB\omega$, $C'B'\omega'$ sont reliés par un tube en fer $\xi\xi'$ que l'on a pris à dessein d'un très-petit diamètre et d'une faible épaisseur, afin qu'il eût la flexibilité nécessaire pour pouvoir suivre, en se courbant, les effets que la dilatation produit sur la colonne en fer AB. La courbure était très-notable dans les températures élevées, et les colonnes verticales de mercure communiquaient alors entre elles au moyen d'une colonne inclinée, dont il était difficile d'évaluer exactement la température. L'erreur qui a pu résulter de cette circonstance, est certainement très-petite, elle peut cependant produire une grande partie des différences que nous observons entre les expériences de la quatrième série et celles des trois autres;

car ces différences s'élèvent à peine à $\frac{12}{100}$ de millimètre aux plus hautes températures.

Il se présente d'ailleurs dans nos recherches une cause d'incertitude sur laquelle je dois maintenant appeler l'attention.

Nous avons supposé jusqu'ici, que les tubes horizontaux qui relient les colonnes verticales entre elles et avec les tubes de verre FD, F'D', avaient des diamètres infiniment petits. Or, dans la réalité, ces diamètres s'élèvent à 2 $\frac{1}{2}$ millimètres, et il convient de décider, si c'est bien à partir de l'axe du tube horizontal supérieur, qu'il convient de calculer les colonnes de mercure, comme nous l'avons fait jusqu'à présent. Il me semble, dans les expériences exécutées par la première méthode, que l'origine des colonnes doit être placée dans l'arête inférieure du canal de communication EAA'E', parce que les portions des deux colonnes mercurielles qui se trouvent dans les deux tubes verticaux au-dessus du plan horizontal passant par cette arête, se font équilibre d'elles-mêmes. C'est au moins ce qui me semble devoir exister, si le liquide est d'une mobilité parfaite.

Il pourrait se faire, bien que cela ne me paraisse pas probable, que l'origine des colonnes dût être prise au centre de pression de la section du canal. Si h représente la hauteur du niveau du mercure au-dessus du centre de la section, r le rayon de cette section, nous aurons, pour la distance du centre de pression au niveau du liquide,

$$x = h + \frac{2}{5}\frac{r}{h}.r.$$

Dans le cas qui nous occupe $r = 1^{\text{mm.}},25.$
$h = 10^{\text{mm.}}$ environ.

Nous avons donc $x = h + 0^{mm},06$.

C'est-à-dire que le centre de pression se trouve placé à $0^{mm},06$ au-dessous de l'axe du tube. L'erreur que l'on ferait en comptant l'origine des colonnes à partir de l'axe du tube, au lieu de les compter à partir du centre de pression, serait donc complétement négligeable. Il n'en serait pas tout à fait de même, si l'origine des colonnes devait être prise dans l'arête inférieure du canal, qui se trouve placée à $1^{mm},25$ plus bas que l'axe; les hauteurs des colonnes mercurielles se trouveraient dans ce cas diminuées de $1^{mm},25$; par suite, les dilatations des séries 1, 2, 3 seraient trop faibles de $\frac{1}{1200}$ environ.

Une incertitude de la même nature se présente pour les tubes inférieurs CBD, C'B'D'; mais ici elle ne peut, dans aucun cas, apporter une erreur sensible, parce qu'elle n'exerce d'influence que sur les hauteurs h et h', qui n'entrent réellement dans le calcul, que par les corrections qu'on leur fait subir, pour ramener la première à la température T, la seconde à la température θ.

Dans les expériences de la quatrième série, exécutées par la deuxième méthode, l'origine des colonnes de mercure a été prise dans le plan horizontal qui passe par le repère ε_1, lequel correspond à l'axe du canal $CB\omega_1$; mais il me paraît certain que l'origine doit être comptée à partir de l'arête supérieure de ce canal, qui se trouve plus élevée de $1^{mm},25$. Les colonnes mercurielles doivent donc être diminuées de cette quantité, ce qui augmenterait encore dans ce cas les dilatations de $\frac{1}{1200}$ environ.

Comme les dilatations absolues du mercure croissent

presque proportionnellement aux températures, j'ai pensé qu'elles pourraient être représentées d'une manière satisfaisante par une formule parabolique à deux termes

$$\delta_T = bT + cT^2.$$

J'ai calculé les constantes d'après les données suivantes :

$$T = 150^\circ \ldots \delta_T = 0,027419$$
$$T = 300^\circ \ldots \delta_T = 0,055973.$$

Les valeurs δ_T sont un peu plus fortes que celles que l'on déduit de la construction graphique faite sur les nombres de la troisième série; celles-ci sont en effet

$$T = 150^\circ \ldots \delta_T = 0,02740$$
$$T = 300^\circ \ldots \delta_T = 0,05590.$$

J'ai voulu tenir compte ainsi de la petite correction qui est due au déplacement de l'origine des colonnes.

Les logarithmes des constantes a et b sont

$$\text{Log}\, a = \overline{4},2528690$$
$$\text{Log}\, b = \overline{8},4019441.$$

J'ai tracé graphiquement sur la planche VIII la courbe représentée par cette formule; on peut voir qu'elle représente les observations d'une manière assez satisfaisante, pour qu'il soit inutile, dans les applications particulières que nous devons en faire, d'avoir recours à une formule plus compliquée à trois termes, qui ne les représenterait pas beaucoup mieux.

La formule que je viens de donner, a été utilisée dans le précédent mémoire, pour calculer les dilatations cubiques des diverses espèces de verre. J'ai calculé avec la même for-

mule le tableau suivant qui donne les dilatations absolues du mercure de 10 en 10°, depuis 0° jusqu'à 350°.

La première colonne de ce tableau renferme les températures T du thermomètre à air.

La seconde contient les dilatations δ_T qu'un volume 1 de mercure à 0° éprouve quand on le porte à T°.

Dans la troisième colonne, j'ai inscrit les coefficients de dilatation moyens δ que le mercure présente entre 0° et T°, et pour lesquels on a

$$\delta T = \delta_T.$$

Dans la quatrième colonne se trouvent les *coefficients de dilatation réels* que présente le mercure, lorsqu'il passe de T à T + dT. Ces coefficients, qui représentent les inclinaisons de la tangente à la courbe en chaque point, sont donnés par la relation

$$\frac{d\delta_T}{dT} = b + 2cT.$$

J'ai inscrit dans la cinquième colonne les températures θ que marquerait un thermomètre qui serait fondé sur la dilatation absolue du mercure. Ces températures sont données par la formule

$$\theta = 100 . \frac{\delta_T}{\delta_{100}}.$$

Enfin dans la sixième colonne se trouvent les différences entre les indications θ de ce dernier instrument et celles T du thermomètre à air.

TEMPÉRATURE du thermomètre à air. T	DILATATION du mercure de 0° à T. δ_T	COEFFICIENT moyen de dilatation de 0 à T. δ	COEFFICIENT RÉEL de dilatation à T. $\frac{d.\delta_T}{d.T}$.	TEMPÉRATURE déduite de la dilatation absolue du mercure. θ	DIFFÉRENCE du thermomètre fondé sur la dilatation absolue du mercure et le thermomètre à air. $(\theta - T)$
0°	0,000000	0,00000000	0,00017905	0°	0°
10	0,001792	0,00017925	0,00017950	9,872	— 0,128
20	0,003590	0,00017951	0,00018001	19,776	— 0,224
30	0,005393	0,00017976	0,00018051	29,709	— 0,291
40	0,007201	0,00018002	0,00018102	39,668	— 0,332
50	0,009013	0,00018027	0,00018152	49,650	— 0,350
60	0,010831	0,00018052	0,00018203	59,665	— 0,335
70	0,012655	0,00018078	0,00018253	69,713	— 0,287
80	0,014482	0,00018102	0,00018304	79,777	— 0,223
90	0,016315	0,00018128	0,00018354	89,875	— 0,125
100	0,018153	0,00018153	0,00018305	100 »	0,000
110	0,019996	0,00018178	0,00018455	110,153	+ 0,153
120	0,021844	0,00018203	0,00018505	120,333	+ 0,333
130	0,023697	0,00018228	0,00018556	130,540	+ 0,540
140	0,025555	0,00018254	0,00018606	140,776	+ 0,776
150	0,027419	0,00018279	0,00018657	151,044	+ 1,044
160	0,029287	0,00018304	0,00018707	161,334	+ 1,334
170	0,031160	0,00018329	0,00018758	171,652	+ 1,652
180	0,033039	0,00018355	0,00018808	182,003	+ 2,003
190	0,034922	0,00018380	0,00018859	192,376	+ 2,376
200	0,036811	0,00018405	0,00018909	202,782	+ 2,782
210	0,038704	0,00018430	0,00018959	213,210	+ 3,210
220	0,040603	0,00018456	0,00019010	223,671	+ 3,671
230	0,042506	0,00018481	0,00019061	234,154	+ 4,154
240	0,044415	0,00018506	0,00019111	244,670	+ 4,670
250	0,046329	0,00018531	0,00019161	255,214	+ 5,214
260	0,048247	0,00018557	0,00019212	265,780	+ 5,780
270	0,050171	0,00018582	0,00019262	276,379	+ 6,379
280	0,052100	0,00018607	0,00019313	287,005	+ 7,005
290	0,054034	0,00018632	0,00019363	297,659	+ 7,659
300	0,055973	0,00018658	0,00019413	308,340	+ 8,340
310	0,057917	0,00018683	0,00019464	319,048	+ 9,048
320	0,059866	0,00018708	0,00019515	329,786	+ 9,786
330	0,061820	0,00018733	0,00019565	340,550	+ 10,550
340	0,063778	0,00018758	0,00019616	351,336	+ 11,336
350	0,065743	0,00018784	0,00019666	362,160	+ 12,160

SIXIÈME MÉMOIRE.

SUR LA LOI DE LA COMPRESSIBILITÉ DES FLUIDES ÉLASTIQUES.

Lorsqu'un gaz renfermé dans un espace à parois mobiles est soumis à une pression extérieure de plus en plus grande, il se réduit à un volume de plus en plus petit. Boyle (*) et Mariotte (**) sont les premiers physiciens qui aient cherché à déterminer la loi de cette contraction.

Des expériences faites sur l'air atmosphérique les ont conduits à établir cette loi très-simple, désignée quelquefois sous le nom de *loi de Boyle,* mais plus généralement connue sous le nom de *loi de Mariotte:*

Les volumes qu'une même masse d'air présente, à une température constante, sont inversement proportionnels aux pressions que le gaz supporte, ou, en d'autres termes, *les densités de l'air, à température égale, sont proportionnelles aux pressions.*

Depuis cette époque, un grand nombre de physiciens ont cherché à s'assurer par l'expérience, si cette loi devait être admise comme rigoureuse pour l'air atmosphérique jus-

(*) *Defensio contra Linum.*

(**) *Œuvres de Mariotte.* La Haye, 1740; tome I. *De la Nature de l'air,* page 152.

que dans les plus hautes pressions, et si elle pouvait être appliquée aux autres fluides élastiques.

Boyle avait déjà cru remarquer que pour des pressions supérieures à 4 atmosphères, l'air se comprimait moins qu'il ne devrait le faire d'après la loi énoncée. Muschenbrock (*) arriva à une conclusion semblable.

Sulzer (**), dans des expériences poussées jusqu'à 8 atmosphères, trouva, contrairement aux conclusions de Boyle et de Muschenbrock, que l'air, à partir de la pression d'une seule atmosphère, se comprimait beaucoup plus que ne l'indique la loi de Mariotte.

Voici quelques-uns des résultats numériques qu'il obtint:

Densités de l'air.	Forces élastiques.
1,000	1,000
2,000	1,900
3,000	2,793
4,000	3,631
6,000	5,297
8,000	6,835

Robison (***), pensant que les divergences observées par Sulzer tenaient à ce que l'air n'avait pas été desséché, fit de nouvelles expériences, successivement sur de l'air desséché par de la chaux vive, sur de l'air humide et sur de l'air chargé de vapeur de camphre ; mais il trouva des différences encore plus grandes que celles qui s'étaient présentées dans les expériences de Sulzer ; on peut en juger par le tableau suivant qui renferme ses déterminations sur l'air sec.

(*) *Cours de Physique*, traduit par Sigaud de Lafond. Paris, 1759; tome III, page 142.

(**) *Mémoires de Berlin*, année 1753, page 116.

(***) *System of Mech. Philosophy*, tome III, page 637.

Densités de l'air.	Forces élastiques.
1,000	1,000
2,000	1,957
3,000	2,848
4,000	3,737
5,500	4,930
6,000	5,342
7,620	6,490

MM. Œrstedt et Swendsen (*) publièrent en 1826 une série d'expériences exécutées avec un appareil plus parfait que ceux qui avaient été employés par leurs devanciers, et ils conclurent que, jusqu'à 8 atmosphères, l'air suivait à peu près exactement la loi de Mariotte. Le tableau suivant renferme les résultats de leurs expériences.

Densités.	Forces élastiques.	Différences.
1,0000	1,0000	+0,0000
1,1052	1,1051	+0,0001
1,1676	1,1693	−0,0017
1,2736	1,2706	+0,0030
1,4744	1,4694	+0,0050
1,587	1,581	+0,006
1,812	1,806	+0,006
2,112	2,079	+0,033
2,529	2,520	+0,009
3,168	3,147	+0,021
3,616	3,599	+0,017
4,209	4,185	+0,024
5,057	5,010	+0,047
5,603	5,572	+0,031
6,288	6,287	+0,001
7,175	7,082	+0,093
8,030	8,014	+0,016

(*) *Edinburg Journal of science*, tome IV, page 224.

Il est à remarquer que toutes les différences, à l'exception d'une seule, sont positives; ce qui tendrait à prouver que l'air se comprime réellement un peu plus que cela ne devrait être d'après la loi de Mariotte. Mais comme les différences n'augmentent pas régulièrement avec les pressions, on est plus disposé à les attribuer aux erreurs d'observations. Dans les expériences précédentes, les forces élastiques du gaz étaient mesurées par les hauteurs des colonnes de mercure qui leur faisaient équilibre ; mais elles ne purent être poussées au delà de 8 atmosphères. MM. OErstedt et Swendsen ont cherché, par un autre procédé, à vérifier la loi de Mariotte sous des pressions plus considérables. A cet effet, ils ont comprimé de l'air dans le réservoir d'un fusil à vent. Au moyen d'une balance, ils déterminaient le poids de l'air introduit, et par suite sa densité. Les forces élastiques du gaz étaient mesurées par les pressions exercées sur une soupape en acier adaptée sur le réservoir, et maintenue fermée au moyen d'un poids mobile agissant sur un bras de levier équilibré. On avançait successivement le poids sur le levier, jusqu'à ce que la force élastique de l'air fît lever la soupape. Voici quelques-uns des nombres qu'ils ont obtenus :

Densités de l'air.	Pressions sur la soupape.	Rapport des pressions aux densités.
1122	1269	1131
2243	2368	1055
3364	3388	1007
4484	4751	1059
5604	5750	1026
5604	5620	1002
5657	5800	1025
6732	6871	1021
7842	8113	1034
8960	9344	1043
10077	10375	1029
11193	11440	1022
16760	16766	1000
22326	22988	1029
28543	29253	1025
33393	34197	1024
39130	40232	1026
44520	45633	1025
49894	51641	1035
55362	57467	1038
60816	63102	1037
66254	67798	1023

La méthode employée pour déterminer la pression ne peut pas donner des mesures bien précises, et les résultats obtenus ne doivent être considérés que comme des approximations. Néanmoins on peut conclure de ces expériences, que jusqu'à la pression de 68 atmosphères, l'air atmosphérique ne s'écarte pas considérablement de la loi de Mariotte.

Les mêmes physiciens ont cherché si la loi de Mariotte s'appliquait aux autres gaz. A cet effet, ils ont comparé, dans des circonstances semblables, la compressibilité d'un gaz facile à liquéfier, du gaz sulfureux avec celle de l'air atmosphérique. Ils ont reconnu que jusqu'à 2, 3 atmosphères, les deux gaz suivaient sensiblement la même loi; mais qu'à partir de là, la compressibilité du gaz acide sulfureux devient plus considérable et va en augmentant avec la pression ; de telle sorte que la condensation de l'air atmosphérique étant 3,189, la condensation simultanée du gaz acide sulfureux est 3,319. La liquéfaction du gaz acide sulfureux avait lieu sous une condensation un peu plus forte, à la température à laquelle opéraient les savants danois.

M. Despretz a confirmé ce dernier résultat par de nouvelles expériences, et il a reconnu, par un procédé semblable, que les gaz sulfureux, sulfhydrique, cyanogène et ammoniac, comparés à l'air atmosphérique, s'écartent de la loi de Mariotte, et présentent des compressibilités croissantes avec la pression, même à partir de 2 atmosphères; que l'hydrogène et l'air marchent sensiblement d'accord jusqu'à 15 atmosphères, mais il ajoute qu'à la pression de 20 atmosphères l'air va en avant d'une manière notable (*).

(*) Dans la séance de l'Académie des sciences du 2 novembre 1846, M. Despretz a réclamé contre le passage précédent, qui, suivant ce physicien, rend un compte incomplet et inexact de ses recherches sur la compressibilité des gaz. Je ne pense pas pouvoir mieux faire, que de laisser M. Despretz rendre compte lui-même de ses travaux, et je transcris ici d'*une manière complète et textuelle* les deux notes qu'il a publiées sur ce sujet

Enfin, les dernières incertitudes qui existaient sur la loi de Mariotte appliquée à l'air atmosphérique, semblèrent dispa-

---

dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, tom. XXXIV, pag. 335 et 443.

Extrait d'une lettre de M. Despretz à M. Arago sur la compressibilité des gaz.

« Les gaz acides sulfureux et hydrosulfurique; les gaz cyanogène et ammoniacal, comparés à l'air atmosphérique, s'écartent de la loi de Mariotte. L'écart se manifeste déjà sous deux pressions atmosphériques, comme on le voit par les nombres suivants :

AIR.	GAZ AMMONIACAL.
m	m
1,819	1,850
2,582	2,663
3,863	4,132

« Les gaz étaient parfaitement desséchés et dépouillés de matières étrangères. Les tubes gradués qui les renfermaient étaient enveloppés d'eau, en sorte que le dégagement de chaleur ne pouvait pas être une cause d'erreur; j'ajouterai d'ailleurs que l'hydrogène a été sensiblement d'accord avec l'air jusqu'à 15 atmosphères. Ce n'est qu'à 20 atmosphères que celui-ci a été en avant d'une manière notable; mais comme je voulais répéter l'expérience, le tube a éclaté sous 28 atmosphères.

« Ces expériences montrent que les gaz susceptibles d'être liquifiés, indiquent une pression d'autant plus supérieure à celle de l'air, que la compression est plus forte. Il est probable que l'air lui-même s'écarte de la loi de Mariotte à des pressions peu élevées; mais on ne peut décider la question qu'en mesurant la pression par une colonne de mercure et en corrigeant cette dernière de la compression du métal. »

Supplément à la note de M. Despretz insérée dans le cahier précédent.

« Plusieurs personnes ayant désiré quelques nouveaux détails sur la note de M. Despretz, imprimée dans le dernier cahier des *Annales*, nous donnons ici les explications que ce physicien nous a fournies.

« Deux éprouvettes graduées contenaient, l'une, l'air atmosphérique,

raître après les belles recherches que MM. Arago et Dulong (*) exécutèrent, sur l'invitation de l'Académie, et dont le but était de déterminer la relation qui existe entre les forces élastiques de la vapeur aqueuse à saturation et les températures.

Ces illustres physiciens déterminèrent la loi des contractions de l'air atmosphérique jusqu'à 27 atmosphères; les

---

l'autre le gaz qu'on voulait lui comparer. Elles étaient renfermées toutes les deux dans un grand tube de verre rempli d'eau. Chaque éprouvette plongeait dans un réservoir en partie plein de mercure. Les gaz étaient parfaitement desséchés. Au grand tube de verre était adapté un cylindre en cuivre dans lequel pouvait se mouvoir un piston. En descendant le piston, on comprimait l'eau, et conséquemment le gaz des éprouvettes. La pression étant égale dans tout l'appareil, chaque gaz avait la même élasticité; mais comme le niveau, au commencement de l'expérience, était le même dans les deux éprouvettes et qu'elles avaient d'ailleurs sensiblement le même diamètre, le mercure devait s'élever à une égale hauteur dans chacun des tubes, si les gaz étaient également compressibles : or, c'est ce qui n'arrivait pas. Si l'on excepte l'hydrogène, tous les gaz essayés se comprimaient plus rapidement que l'air : l'inspection seule du mouvement du mercure dans les éprouvettes, le faisait reconnaître. Pour avoir la valeur de la différence, on a calculé, en partant de la loi de Mariotte, la force élastique de chaque gaz par la diminution de volume qu'il a éprouvée. C'est ainsi qu'on a obtenu les nombres de la note dont il est ici question.

« Il y a une autre manière de faire l'expérience, qui consiste à comprimer les différents gaz par une colonne de mercure, et à voir la diminution de volume correspondant à une augmentation de pression. L'auteur a fait construire un appareil de ce genre : il publiera ses résultats aussitôt qu'il les aura suffisamment constatés. Ce second procédé a l'avantage de faire connaître à quelle pression l'air lui-même s'écarte de la loi de Mariotte. »

(*) *Mémoires de l'Académie des sciences*, tome X, et *Annales de Chimie et de Physique*, tome XLIII, deuxième série, page 74.

volumes du gaz étaient mesurés dans un tube gradué en capacités égales et ayant $1^{m},70$ de longueur, et les forces élastiques étaient données par les hauteurs d'une colonne de mercure qui leur faisait équilibre.

Dans 39 déterminations qui ont été faites sur la même masse d'air soumise à des pressions qui ont varié de 1 à 27 atmosphères, les différences entre le calcul et l'observation ne s'élevaient nulle part à $\frac{1}{100}$, et ces différences n'augmentaient pas avec la pression, comme cela devrait avoir lieu, si elles tenaient à une déviation réelle de la loi de Mariotte.

MM. Arago et Dulong concluent de leurs expériences, que l'on peut regarder la loi de la compression de l'air atmosphérique comme vérifiée directement jusqu'à 27 atmosphères, et ils pensent que cette loi peut être étendue, sans erreur notable, beaucoup au-dessus de cette limite. Les deux académiciens espéraient profiter du même appareil, pour déterminer la loi de condensation de quelques autres fluides élastiques, lorsque les recherches attendues par le Gouvernement seraient terminées; mais ils n'obtinrent plus de l'administration des bâtiments civils, la jouissance du local où leur manomètre était établi, et nos annales scientifiques furent ainsi privées d'un travail, qui eût contribué à éclaircir ce point encore obscur de la mécanique des gaz.

M. Pouillet s'est proposé, dans ces derniers temps, de combler cette lacune. Nous ne connaissons son travail, que par un extrait que ce savant en a publié dans la quatrième édition de ses Éléments de physique, tome I, page 327. La méthode d'expérimentation était analogue à celle qui avait été suivie par MM. OErstedt et Despretz; les tubes qui

renfermaient les deux gaz dont on comparait les contractions, avaient 2 mètres de longueur.

M. Pouillet déduit de ses recherches les conclusions suivantes :

1° Jusqu'à 100 atmosphères, l'oxygène, l'azote, l'hydrogène, le bioxyde d'azote et l'oxyde de carbone suivent la même loi de compression que l'air atmosphérique.

2° Les gaz sulfureux, ammoniac, acide carbonique et protoxyde d'azote commencent à être notablement plus compressibles que l'air atmosphérique, dès que leur volume est réduit au $\frac{1}{3}$ ou au $\frac{1}{4}$.

3° Les gaz hydrogène protocarboné et bicarboné qui ne se liquéfient pas sous la pression de 100 atmosphères, à une température de 8 ou 10°, ont néanmoins une compressibilité sensiblement plus grande que celle de l'air.

Voici, au reste, le tableau des résultats numériques publiés par ce savant physicien :

PRESSIONS.	VOLUMES THÉORIQUES.	ACIDE CARBONIQUE.	PROTOXYDE D'AZOTE.	HYDROGÈNE PROTOCARBONÉ.	HYDROGÈNE BICARBONÉ.
atm.					
1	1,00	1,000	1,000	1,000	1,000
2	0,50	1,000	0,996	0,998	0,994
4	0,25	1,000	0,988	0,995	0,989
5	0,20	0,989	0,983	0,992	0,986
6,67	0,15	0,980	0,971	0,989	0,983
10	0,10	0,965	0,956	0,981	0,972
15,38	0,065	0,934	0,923	0,949	0,962
20	0,050	0,919	0,896	0,956	0,955
25	0,040	0,880	0,849	0,951	0,948
33,3	0,030	0,808	0,787	0,951	0,931
40	0,025	0,739	0,732	0,940	0,919
50	0,020	»	»	0,907	0,899
83	»	»	»	»	0,850

Les nombres contenus dans les colonnes 3, 4, 5 et 6 de ce tableau ont été obtenus de la manière suivante. On a divisé le volume v' observé sous une certaine pression, par le volume v qui était donné par l'air sous la même pression.

En résumé, les expériences les plus précises faites jusqu'à ce jour, semblent démontrer, d'une manière incontestable, que jusqu'à la pression de 30 atmosphères, l'air atmosphérique suit rigoureusement la loi de Mariotte. Cependant cette circonstance me paraissait difficile à concilier avec les variations très-notables, que j'ai reconnues sur le coefficient de dilatation de l'air atmosphérique, suivant que ce gaz est soumis à des pressions plus ou moins considérables. (Voyez le premier mémoire sur la *Dilatation des gaz*, page 110.) Les déterminations que j'ai faites de la densité de l'air atmosphérique,

sous des pressions plus faibles que celle de l'atmosphère (page 139), augmentèrent encore mes incertitudes à ce sujet.

La loi de contraction des gaz, sous des pressions diverses et à température constante, est une loi fondamentale en physique; elle entre dans toutes les déterminations qui sont faites sur les gaz, et par suite elle domine presque tous les phénomènes de la chaleur: il importe donc au suprême degré qu'il ne reste aucune incertitude sur cette loi. Je n'ai pas hésité à entreprendre de nouvelles recherches sur ce sujet, malgré l'imposante autorité des physiciens qui s'en étaient précédemment occupés. Ces expériences ont d'ailleurs pu se faire, à peu près sans frais, au moyen des appareils que j'avais établis pour étudier les lois des vapeurs.

Le but principal que MM. Dulong et Arago s'étaient proposé dans leurs expériences sur la compression de l'air, n'était pas de vérifier la loi de Mariotte; mais bien de construire un manomètre à air comprimé, gradué directement au moyen d'une colonne de mercure, et qui pût servir à mesurer les tensions de la vapeur d'eau dans les hautes températures. Leur appareil, à cause de cela, ne se trouvait peut-être pas disposé dans les conditions les plus favorables, pour constater les petites divergences qui pouvaient se présenter dans la loi de contraction de l'air. Avec cet appareil, comme avec tous ceux qui ont été employés pour le même objet, la difficulté principale consiste dans la mesure précise du volume de l'air.

Le volume primitif de l'air étant 1 sous la pression initiale de 1 atmosphère, n'est plus que $\frac{1}{5}$ sous la pression de 5 atmosphères, que de $\frac{1}{10}$ sous la pression de 10, que de $\frac{1}{20}$ sous la pression de 20, etc., etc. Ainsi, dans les hautes pressions ce volume est très-petit, et il devient im-

possible de l'apprécier avec une grande exactitude, surtout si l'on fait attention à la difficulté extrême, que l'on rencontre dans le calibrage exact d'un tube de verre et aux incertitudes qui résultent des variations de la forme des ménisques du mercure dans les tubes étroits.

Mais il est facile d'éviter tous ces inconvénients, et par suite d'atteindre à une grande rigueur, en disposant les expériences d'après le principe suivant :

Un tube de verre, d'un diamètre intérieur de 8 à 10 millimètres et de 3 mètres de longueur, est placé dans une position verticale. Ce tube, fermé à son extrémité supérieure par un robinet, communique, par sa partie inférieure, avec un second tube vertical très-long destiné à contenir la colonne de mercure qui pressera l'air renfermé dans le premier tube. Sur ce premier tube on a tracé deux repères : l'un, vers l'extrémité inférieure, correspond au volume 1; le second repère correspond exactement à la moitié de la capacité du tube depuis son extrémité supérieure jusqu'au trait de repère inférieur; il indique par conséquent le volume $\frac{1}{2}$.

On remplit le volume 1, d'air sec sous la pression d'une atmosphère; puis, on refoule cet air en faisant monter le mercure, de façon à lui faire occuper le volume $\frac{1}{2}$. Si la loi de Mariotte est rigoureusement exacte, on doit trouver que la force élastique du gaz est devenue égale à 2 atmosphères.

On remplit maintenant le volume 1, d'air sous une pression de 2 atmosphères, et on le refoule dans le volume $\frac{1}{2}$; sa force élastique doit être alors égale à 4 atmosphères.

En remplissant le volume 1, d'air sous la pression de 4 atmosphères, et refoulant cet air dans le volume $\frac{1}{2}$, on devra obtenir une force élastique de 8 atmosphères, et ainsi de suite.

Dans cette manière d'opérer, on s'assure donc si un volume 1 d'air sous une pression h, acquiert une force élastique $2h$, lorsqu'on le réduit au volume $\frac{1}{2}$. Les volumes occupés par le gaz sont toujours très-considérables, par suite susceptibles d'une mesure précise, et, en amenant constamment les ménisques aux mêmes repères, on évite toute incertitude de graduation.

En plaçant un troisième repère correspondant au volume $\frac{1}{4}$, on peut s'assurer, si le volume 1 de gaz sous une pression h acquiert une force élastique $4h$, lorsqu'on le réduit au volume $\frac{1}{4}$.

Avant de décrire en détail l'appareil manométrique qui a servi pour ces expériences, je dois indiquer quelques dispositions générales des appareils qui ont servi aux diverses recherches qui font l'objet de ces mémoires.

Ces appareils ont tous été établis au Collége de France, dans un bâtiment particulier qui avait été construit, sur la demande de Savart, pour des expériences hydrauliques, que la mort prématurée de cet habile physicien l'a empèché d'exécuter.

Ce bâtiment consiste en une tour carrée à deux étages, construite très-solidement en pierres de taille. La hauteur totale de l'édifice, depuis le sol jusqu'à la terrasse qui le termine, est de 12^{m},5. Cinq grands bassins doublés en plomb sont disposés en cascade à diverses hauteurs : plusieurs de ces bassins sont utilisés dans mes expériences, et quelques modifications insignifiantes apportées à la construction primitive du bâtiment, l'ont rendu très-propre à cette nouvelle série d'expériences, bien différente de celle pour laquelle il avait été construit.

Je ne m'arrêterai pas à décrire la disposition de l'édifice ; la partie, qui nous intéresse ici, se comprend suffisamment à l'inspection des planches IV, V et VI.

La planche IV représente le plan de la tour hydraulique et la projection horizontale des appareils qui y sont établis.

La planche V représente une coupe verticale de l'édifice par un plan élevé suivant la ligne $\mathscr{AB}$ du plan, et la projection verticale de la partie des appareils qui se trouve placée à droite de la ligne $\mathscr{AB}$.

La planche VI représente la coupe verticale de la tour par le plan mené suivant la ligne $\mathscr{CD}$, ainsi que la projection verticale des appareils sur le même plan.

Le manomètre à mercure, qui a servi pour la mesure des forces élastiques dans toutes les expériences que nous avons à décrire, est établi à l'intérieur de la tour hydraulique, contre un mur vertical qui s'élève jusqu'à la partie supérieure du bâtiment. Je commencerai par décrire la disposition générale de ce manomètre, tel qu'il est employé dans mes expériences sur la vapeur aqueuse, qui sont exposées dans les mémoires suivants. J'indiquerai ensuite les modifications qu'on lui a fait subir, pour le faire servir aux expériences qui font l'objet du présent mémoire.

La disposition du manomètre est facile à concevoir avec les planches IV, V et VI, qui le représentent en communication avec l'appareil destiné à la détermination de la chaleur latente de la vapeur d'eau sous diverses pressions.

Un vase en fonte VV'*ed*, formé par un réservoir cylindrique VV' qui sert de réservoir à mercure, est muni d'un ajutage cylindrique V'*d* portant quatre tubulures. La tubulure

horizontale *d* est fermée par une bride pleine en fer et un joint au minium. Dans les trois tubulures verticales on engage les tubes de verre destinés à renfermer les colonnes de mercure. La *fig.* 8, planche VII, représente une coupe verticale du vase VV′ et de ses appendices. L'appendice cylindrique df' communique avec le réservoir VV′ par un petit canal ff' foré dans la fonte. Un robinet en fonte *r*, exécuté avec une grande perfection, et que l'on manœuvre avec la manivelle *rq* (Pl. V et VI) permet d'établir ou d'intercepter à volonté la communication entre l'espace df' et le réservoir VV′.

Le vase VV′ est muni lui-même de deux tubulures, l'une horizontale *e* qui est fermée par un joint au minium et qui a servi, ainsi que la tubulure *d*, à faciliter le forage du canal ff'. Sur la seconde tubulure gg', qui est verticale, on a adapté, au moyen d'une bride en fer et d'un joint au minium, une petite pompe foulante à eau pp', dont le piston est mû à l'aide du levier *om* et de la bielle articulée *ij*. L'axe *o* est scellé dans le mur. Le réservoir VV′ est maintenu dans une position invariable par plusieurs colliers scellés dans le mur.

Les tubes employés pour ce manomètre sont en cristal, ils ont été confectionnés exprès dans la verrerie de Choisy-le-Roi. Ces tubes, d'une grande régularité, ont 3 mètres de longueur, 10 millimètres de diamètre intérieur et 5 millimètres d'épaisseur. Pour les adapter sur le réservoir à mercure, j'ai fait confectionner des pièces en fer battu $ii''i_1i_1'j$. La *fig.* 9, pl. VII, représente une de ces pièces détachées. Elles se composent d'une capsule $ii_1\ i''i''_1$, terminée par un tube étroit *j* qui descend jusqu'au milieu de l'espace cylindrique $f'f''$, et d'une tubulure *u* réservée au centre de

la capsule. Les tubes de verre sont fixés dans la tubulure *u* avec un mastic à la résine, de telle façon que leur section transversale vient s'appuyer exactement contre le fond de la tubulure, l'ouverture du tube de cristal coïncidant avec celle du tube de fer *j* qui a exactement le même diamètre.

Les pièces de fer (*fig.* 8, pl. VI) sont ajustées sur les tubulures *kk'*, au moyen de boulons à vis et de joints au minium; et pour qu'il ne restât pas d'inquiétude sur la fermeture hermétique de l'appareil en ces points, on remplissait complétement les capsules de mastic fondu, que l'on relevait, à mesure qu'il prenait de la consistance, le long des tubes de verre, de façon à recouvrir ceux-ci sur une longueur de 5 centimètres environ.

Dans les expériences dont nous nous occupons en ce moment, on n'a placé que deux tubes de verre *bb'* et *cc'*. La troisième tubulure est fermée hermétiquement au moyen d'une bride pleine en fer.

Une forte planche en bois de sapin ΘΘ' (Pl. V) formée de plusieurs pièces dressées avec le plus grand soin, a été appliquée contre le mur au moyen de scellements. C'est contre cette planche que l'on fixe les tubes de verre, suivant une direction parfaitement verticale, déterminée par un fil à plomb qui est attaché au faîte du bâtiment. Les tubes sont maintenus contre des chevalets en bois *f* placés de distance en distance (Pl. V, VI), au moyen de petites brides formées par des lames de cuivre très-malléables que l'on fixe avec des vis. Des petites bandes en cuir doux sont interposées entre les tubes de verre et les brides de cuivre.

Les planches IV, V et VI représentent le manomètre disposé pour mesurer la pression existant dans l'appareil qui

m'a servi pour déterminer les chaleurs latentes de la vapeur aqueuse. A cet effet, on a mastiqué l'extrémité supérieure du tube de verre cc' dans une pièce en laiton $c'r'$ munie d'un robinet. Cette pièce est soudée à l'extrémité du tube $\lambda_{\iota}\lambda$ qui communique avec l'appareil. La pièce $c'r'$ est formée de deux parties ; la partie inférieure, mastiquée sur le tube de cristal, est fixée d'une manière inébranlable contre la planche verticale $\Theta\Theta'$. La partie supérieure s'adapte sur la partie inférieure au moyen d'un joint au minium. Le robinet r' permet d'isoler complétement le manomètre des autres parties de l'appareil ; ce qui est indispensable pour préserver le manomètre en cas d'accident survenu dans les expériences.

L'un des tubes du manomètre, le tube cc' qui communique avec l'appareil dans lequel se trouve l'air comprimé, a donc 3 mètres de hauteur. Le second tube bb', qui communique librement avec l'air extérieur, devait acquérir une hauteur considérable, puisqu'il devait renfermer des colonnes de mercure faisant équilibre à des pressions que je désirais pousser jusqu'à 30 atmosphères. Le tube bb' devait donc se composer de plusieurs tubes de 3 mètres ajustés les uns aux autres. J'ai adopté pour cela un mode d'ajustement extrêmement simple.

Les deux tubes à réunir sont mastiqués dans des tubulures en fer $abcd$, $a'b'c'd'$, exactement semblables (*fig.* 6, pl. VII). Ces deux tubulures portent des bases coniques parfaitement égales, qui sont percées d'un trou ayant un diamètre égal à celui des tubes de cristal. Une rondelle de cuir percée oo' est interposée entre les bases des deux ajutages, que l'on serre fortement l'une contre l'autre au moyen d'un collier (*fig.* 7). Ce collier, que j'ai employé dans beaucoup

d'expériences, se compose de deux parties qui tournent à charnière autour d'un axe en acier *c*. L'intérieur de ce collier est creusé sous forme d'une gorge composée de deux cônes accolés par leurs bases; l'angle à la base de ces cônes est un peu plus aigu que celui des cônes qui forment les bases des ajutages *abcd*, *a'b'c'd'*; de sorte qu'en tournant la clef *f*, on exerce une pression énorme et parfaitement égale sur tout le contour des bases coniques, par suite sur le cuir interposé, et l'on obtient une fermeture absolument hermétique.

Ce mode d'ajutage présente de grands avantages sur tous ceux qui ont été employés dans des expériences analogues, et pour lesquels on utilise des vis et des écrous; en faisant tourner ceux-ci, on exerce nécessairement une torsion sur les tubes de verre, et on risque de les casser. Il est encore plus difficile de démonter sans accident le manomètre, lorsqu'il a fonctionné pendant quelque temps. Avec l'ajutage que j'ai employé, rien n'est plus simple que de monter et de démonter le manomètre sans accident : en moins d'une heure, on peut le démonter dans toute sa hauteur et descendre les tubes. J'attachais un grand prix à cette dernière circonstance, parce que je me proposais d'établir un manomètre à mercure qui pût être conservé, et par conséquent qui pût être remonté facilement et en très-peu de temps.

Quatre tubes de trois mètres ont été ainsi élevés l'un sur l'autre; le dernier tube traversait la terrasse qui surmonte la tour, comme on le voit planche VII, *fig.* 3 et 4. La hauteur totale du tube *bb'b''* se trouvait ainsi de 12 mètres, et permettait de mesurer des pressions de 15 à 16 atmos-

phères. Pour pouvoir atteindre des pressions de 30 atmosphères, il fallait encore monter des tubes de verre sur une hauteur de 10 à 12 mètres.

Je fis disposer sur la terrasse de la tour hydraulique une traverse horizontale BB_1 (*fig.* 3, 4 et 5, pl. VII), formée par une pièce de sapin, dont la section transversale avait $0^m,20$ de base et $0^m,25$ de hauteur. Cette pièce fut fortement boulonnée contre des pièces de charpente de la tour. Je fis élever sur la terrasse un mât vertical, formé par deux forts madriers A, C, en sapin d'une seule pièce, de $11^m,5$ de hauteur. Chacun de ces madriers a 8 centimètres d'épaisseur dans un sens et 24 centimètres dans l'autre. Les deux madriers sont assemblés, sous forme de T, par des étriers en fer, comme on le voit dans la *fig.* 5, qui montre une coupe transversale CA du mât.

Les deux madriers, qui composent le mât, sont fixés à tenon et mortaise sur la pièce BB_1. Ils sont maintenus dans une position verticale par trois jambes de force, formées par des madriers de 8 cent. d'équarrissage, dont deux viennent s'appuyer contre la traverse horizontale BB_1; la troisième, située dans un plan perpendiculaire à celui des deux autres, s'appuie sur une des pièces de charpente de la tour. Enfin, pour fixer le mât d'une manière inébranlable, on l'a maintenu au moyen de quatre haubans tirant suivant deux plans rectangulaires. Ces haubans sont formés par des tiges rondes en fer, de 1 cent. de diamètre : l'une des extrémités de ces chaînes est attachée à des crochets en fer, scellés dans la maçonnerie de la tour, et les extrémités supérieures se réunissent sur le contour d'un fort collier en fer, qui est fixé sur le mât à une distance de $1^m,5$ de son extrémité

supérieure. Des pièces à vis terminent ces chaînes en fer, à l'extrémité où elles sont attachées aux crochets de la terrasse, et permettent de les tendre à volonté, de façon à mettre le mât dans la verticale. Au moyen de ces dispositions, le mât est devenu complétement inébranlable.

Les tubes de verre ont été appliqués contre le madrier CC_1, exactement de la même manière qu'ils le sont contre la planche $\Theta\Theta'$ dans l'intérieur de la tour. On a superposé ainsi quatre tubes de trois mètres, ce qui donnait au tube manométrique une hauteur totale de 24 mètres.

Nous avons vu que les tubes de cristal sont simplement maintenus par de petites bandes de cuivre qui les serrent contre des chevalets en bois. Les colliers (*fig.* 7) qui servent à réunir les tubes, portent deux petits oreillons $\omega\omega'$ percés de trous. Ces oreillons devaient servir à fixer les petits cordons passant sur des poulies de renvoi et portant des contre-poids, dans le cas où l'on aurait reconnu la nécessité d'équilibrer la colonne, comme l'ont fait MM. Dulong et Arago, pour le manomètre qu'ils ont monté dans la tour du collége Henri IV; mais j'ai reconnu qu'il était inutile de recourir à cet artifice, et ma colonne de verre, bien qu'elle fût formée par des tubes ayant un diamètre deux fois plus grand que ceux employés par ces physiciens, a été parfaitement maintenue avec les petites attaches en cuivre f, dont j'ai parlé; il n'y a jamais eu de rupture, qui pût être attribuée à la charge des tubes supérieurs, pendant les trois années que le manomètre est resté monté; et dans cet intervalle de temps, on a plusieurs fois démonté l'appareil sur toute sa hauteur.

Pour mesurer avec précision la hauteur des colonnes

de mercure soulevées dans le manomètre, on amenait toujours le niveau du mercure dans le tube *cc'* à peu près au même point, condition facile à remplir, comme nous le verrons plus loin, et l'on rapportait la position de ce niveau à un repère n° 1, tracé sur le tube *cc'*. On se servait pour cela d'un cathétomètre placé sur un palier en fer SS'S'' (Planche VI). Ce palier se compose d'une plaque de forte tôle, fixée à vis sur un siége formé par des barres de fer, de 17 millim. d'épaisseur. Ce siége, qui est rendu complétement rigide par des traverses horizontales et verticales, porte des crochets droits, au moyen desquels on le fixe dans deux tenons en fer S scellés dans le mur, et l'on empêche tout vacillement de ce support à l'aide des vis callantes S''. La base du cathétomètre se trouve ainsi parfaitement fixe.

Le niveau du mercure dans le tube *bb'* est relevé au moyen d'un second cathétomètre, mais celui-ci doit être porté à différentes hauteurs dans la tour. On se sert à cet effet d'un second siége en fer, en tout semblable au premier; et sur toute la hauteur de la tour, à des distances de $0^m,95$ les uns des autres, on a scellé dans le mur, des tenons en fer S, parfaitement dressés, dans lesquels on fait entrer les crochets du siége; de sorte que la base du second cathétomètre, aussi solide que celle du premier, peut être placée à toutes les hauteurs dans l'intérieur de la tour. Des points de repère, n°s 2, 3, 4, 5..... sont tracés sur le tube *bb'* à des distances de $0^m,95$ environ. Les distances respectives de ces repères, ainsi que la distance du repère n° 2 au repère n° 1, tracé sur le tube *bb'*, sont relevées avec le cathétomètre n° 2.

Pour connaître la hauteur de la colonne de mercure sou-

levée, il suffit évidemment de mesurer avec le cathétomètre fixe, la distance du niveau du mercure dans le tube cc' au repère n° 1, et la distance du niveau du mercure dans le tube bb' au repère le plus voisin, à l'aide du cathétomètre mobile. Mais pour que cette dernière mesure se fasse avec précision, il faut que l'observateur puisse s'élever suivant la verticale, en restant toujours à la même distance du manomètre. Pour satisfaire à cette condition, j'ai fait disposer un palier mobile, qu'il est facile de comprendre en étudiant les planches IV, VI et VII, *fig.* 1 et 2.

Deux bandes en fer A_1A_2, $A_1'A_2'$ sont fixées le long du mur vertical, opposé au manomètre. Ces deux bandes forment un chemin de fer vertical, sur lequel glisse le chariot qui porte le palier. Le chariot se compose de deux potences en fer parallèles $p_1p_2p_3$, $p'_1p'_2p'_3$ (*fig.* 1, 2, planche VII), dont les branches horizontales supportent le plancher en bois de chêne P_1P_2, $P'_1P'_2$, et dont les branches verticales glissent le long du chemin de fer A_1A_2, $A'_1A'_2$; des galets g_1, dirigent ce mouvement. De fortes traverses en fer $t_1t'_1$, $t_2t'_2$ maintiennent l'écartement des potences.

Un axe en fer $a_1a'_1$ qui tourne dans des coussinets q'_1 fixés sur le chariot porte une roue d'angle c_1c_2 et deux petites roues dentées a_1, a'_1. Ces petites roues dentées a_1, a'_1 engrènent dans deux chaînes de Galle articulées B_1B_2, $B'_1B'_2$ qui sont tendues dans toute la hauteur, parallèlement aux bandes du chemin de fer. Deux poulies b_1, b'_1 donnent la direction convenable aux chaînes articulées. La roue d'angle c_1c_2 engrène avec un pignon d_1, dont l'axe vertical d_1d_2 est mis en mouvement au moyen d'un couple de pignons rectangulaires o_1, muni d'un encliquetage f_1.

L'observateur, monté sur le plancher P_1P_2, met le chariot en mouvement en tournant la manivelle m_1n_1. L'encliquetage laisse passer les dents du rochet pendant le mouvement ascendant; mais il s'oppose au mouvement descendant, à moins qu'on ne soulève le rochet f_1. Pour rendre la manœuvre moins fatigante, on a équilibré le chariot par un contre-poids qui pend au dehors de la tour et qui agit par l'intermédiaire de la corde $i_1 i''_1$ et du cadre $h_1 h_2 h'_1 h'_2$. Un second palier $P_1 P_3$ qui tourne autour d'un axe horizontal ω, sert de parapet; lorsqu'il est relevé et rabattu, il forme avec la partie $P_1 P_2$ un plancher complet qui remplit toute la section de cette partie de la tour. Dans la *fig.* 1, on a supposé le plancher P_1P_2 coupé par le plan vertical $\alpha\beta$, *fig.* 2, de manière à enlever le parapet P_1P_3.

L'observateur fait monter et descendre ce palier mobile avec la plus grande facilité, et il peut venir se placer à toutes les hauteurs de la tour et manœuvrer le cathétomètre, sans s'appuyer sur la base qui supporte cet instrument.

Tel est le système qui permet d'obtenir, avec une grande précision, la mesure des hauteurs du mercure soulevé dans le manomètre, tant que le sommet de la colonne ne s'élève pas au-dessus de la terrasse.

Le même système de mesure n'est pas applicable à la partie du manomètre qui s'élève au-dessus de la terrasse. Les tubes qui forment cette portion de la colonne, ont été divisés en millimètres directement sur le verre. Cette division a été faite par nous-mêmes avec le plus grand soin, puis vérifiée dans toutes ses parties au moyen du cathétomètre. Les tubes ont été assemblés, en les plaçant rigoureusement dans la même verticale. On s'est assuré, en visant vers la division 1500 du

premier tube, avec la lunette d'un cathétomètre disposé au-dessus de la terrasse, que la superposition des trois tubes supérieurs, qui complètent la colonne, ne changeait pas sensiblement la position absolue de cette division. On a reconnu également que cette superposition n'altérait pas la longueur des divisions du premier tube, car la distance de la division 1500 à la division 500 est restée invariable, après que l'on a ajusté les autres tubes au-dessus du premier. On a conclu de ces vérifications, que la division sur verre, lorsque la colonne entière est montée, peut être regardée comme identique avec celle que donne la machine à diviser.

Au point de raccordement de deux tubes se trouve nécessairement une petite longueur non divisée. La distance de la dernière division du tube inférieur à la première division du tube supérieur était mesurée au moyen d'un compas; on s'est assuré que la longueur, que l'on trouvait ainsi pour le premier joint qui se trouve au-dessus de la terrasse, était sensiblement égale à celle que l'on obtenait avec un cathétomètre.

Lorsque le niveau de la colonne de mercure dans le manomètre dépasse la terrasse, on obtient sa hauteur en notant la division à laquelle s'arrête le ménisque supérieur. A cet effet, l'observateur s'élève aux différentes hauteurs dans une chaise mobile, que l'on met en mouvement à l'aide d'un système analogue à celui qui sert à transporter l'observateur dans l'intérieur de la tour.

Deux bandes en fer aa_1, $a'a'_1$, planche VII, *figures* 3, 4 et 5, sont fixées le long du madrier CC_1 du mât; elles servent à diriger le mouvement du chariot par l'intermédiaire des galets g; deux chaînes de Galle cc_1, $c'c'_1$ sont tendues verticalement. La partie mécanique du siége

consiste en un axe horizontal $o_1o'_1$ sur lequel sont montées deux petites roues dentées parallèles qui engrènent sur les chaînes de Galle, et une roue d'angle ii' que l'on met en mouvement au moyen d'un pignon i_1 monté sur l'axe incliné dd_1. L'axe horizontal jj' porte deux galets qui donnent à la chaîne articulée la direction convenable, pour qu'elle engrène avec les roues dentées de l'axe $o_1o'_1$.

L'observateur s'assied sur une petite banquette ss_1; ses pieds s'appuient sur une planchette p_1; une tringle de fer $m'mm'$ lui sert de dossier; enfin une petite planchette pp' (*fig.* 5) reçoit la feuille sur laquelle il inscrit ses observations. Un contre-poids, qui pend de l'autre côté du mât, rend la manœuvre moins pénible pendant l'ascension.

On a cherché à donner au mât la plus grande rigidité possible; néanmoins il était nécessaire de s'assurer, si cette condition était remplie d'une manière suffisamment complète, pour que l'échelle du manomètre n'éprouvât pas de changement sensible, pendant que l'observateur se transportait aux différentes hauteurs. J'ai reconnu d'abord qu'un fil à plomb attaché à la partie supérieure du mât et descendant jusqu'au bas, ne se dérangeait pas, pendant qu'une personne s'élevait dans le chariot. L'expérience suivante donne une démonstration plus complète de l'invariabilité de l'échelle. J'ai visé sur des divisions placées en différents points du tube manométrique, avec une lunette munie d'un réticule et placée à une fenêtre élevée d'un bâtiment voisin, et j'ai reconnu que les plus grands déplacements qu'éprouvaient ces divisions dans la lunette fixe, pendant qu'une personne s'élevait le long du mât, n'atteignaient pas une demi-division, c'est-à-dire, un demi-millimètre.

Les mesures de la colonne de mercure dans la partie du manomètre qui s'élève au-dessus de la terrasse, ne comportent plus la même précision que celle que l'on obtient avec les cathétomètres dans l'intérieur de la tour; mais l'erreur ne peut dans aucun cas s'élever à un demi-millimètre, précision qui est plus que suffisante pour les hautes pressions.

Les hauteurs des colonnes de mercure, que nous observons directement, sont à des températures différentes; il faut ramener, par le calcul, ces hauteurs à ce qu'elles seraient, si le mercure avait la densité qu'il possède à 0°; il faut par conséquent connaître la température moyenne de ces colonnes. A cet effet, on a disposé, dans toute la hauteur du manomètre, des thermomètres à mercure, à gros réservoir cylindrique, placés à des distances de $1 \frac{1}{2}$ mètre les uns des autres. A chaque mesure de la colonne manométrique, on notait les indications des thermomètres qui se trouvaient compris dans la hauteur de la colonne de mercure, et l'on supposait la moyenne de ces indications égale à la température moyenne de la colonne.

Nous allons indiquer maintenant, quelles sont les modifications que doit subir le manomètre, tel que nous venons de le décrire, lorsqu'il est destiné à étudier les lois de la contraction des gaz. La disposition du manomètre est représentée alors par la *fig.* 17, planche II.

Le tube cc' est remplacé dans ce cas par un tube de cristal semblable, mais divisé en millimètres dans toute sa longueur. Ce tube a 3 mètres de longueur et 11 millimètres environ de diamètre intérieur. Son extrémité inférieure est mastiquée dans la tubulure en fer c. L'extrémité supérieure est mas-

tiquée dans une tubulure en acier munie d'un robinet r' exécuté avec une grande perfection. Un tube de plomb tt''', soudé à l'extrémité de cette tubulure, communique avec une pompe qui fonctionne à volonté comme pompe aspirante ou comme pompe foulante.

Le tube divisé a été jaugé avec les plus grands soins, en le plaçant dans une position semblable à celle dans laquelle il devait servir. A cet effet, on l'a mastiqué dans une des tubulures d'un robinet en fer à trois voies, semblable aux robinets que j'emploie pour mes thermomètres à air, *planche* II, *fig.* 14 *bis*. Dans la seconde tubulure on a mastiqué un tube de verre un peu plus long que le tube divisé. En versant une quantité convenable de mercure dans ce second tube, on remplit exactement le premier jusqu'à l'ouverture de la clef du robinet supérieur r', que l'on a retirée pour cet objet. On tourne le robinet inférieur de manière à intercepter la communication avec le tube non divisé, et à faire couler au dehors le mercure renfermé dans le tube divisé. On recueille dans un flacon le mercure qui s'écoule, depuis l'ouverture du robinet supérieur jusqu'à la division 300 placée vers la partie inférieure du tube, et qui avait été choisie pour le premier repère correspondant au volume 1. Ce mercure est pesé.

On cherche maintenant à déterminer rigoureusement la division de l'échelle qui correspond au volume $\frac{1}{2}$. A cet effet on recueille séparément, et immédiatement l'une après l'autre, pour éviter les erreurs provenant des changements de température, les deux quantités de mercure qui s'écoulent : 1° depuis le robinet supérieur jusqu'à la division que l'on suppose correspondre à peu près au volume $\frac{1}{2}$; 2° depuis cette division jusqu'à la division 300. Ces deux quantités doivent

être égales, si la division choisie correspond rigoureusement au volume $\frac{1}{2}$. Cette circonstance ne se présentera nécessairement pas, dès la première opération ; mais il sera facile de déduire, des poids de mercure obtenus, la position très-approchée de la division qui correspond au volume $\frac{1}{2}$.

En répétant ces mêmes opérations un certain nombre de fois, on détermine avec une grande précision la position des deux repères qui correspondent aux volumes 1 et $\frac{1}{2}$.

Enfin, on détermine également par des pesées, la valeur moyenne d'une division de l'échelle dans le voisinage de chacun des repères.

C'est seulement après ce jaugeage préliminaire, que le tube divisé a été mastiqué dans la tubulure *c* du manomètre. Pour connaître exactement la température du gaz renfermé dans le tube divisé, on a enveloppé celui-ci d'un manchon en verre, dans lequel circulait rapidement un courant d'eau fourni par le bassin X, planche V. Ce manchon se compose d'un long tube de verre de 8 centimètres de diamètre intérieur, qui s'élève au-dessus de la monture supérieure r' du tube divisé ; il est terminé, à son extrémité inférieure, par une tubulure en fer-blanc munie d'un robinet r'', et mastiquée dans le godet en fer *c*.

Les robinets r''' et r'' étant convenablement réglés, le manchon se maintient complétement rempli d'eau, malgré l'écoulement continuel de ce liquide. Un thermomètre très-sensible, portant 18 divisions par degré centigrade, est suspendu au milieu du manchon, en contact avec le tube divisé, et permet d'apprécier les moindres variations qui surviennent dans la température de l'eau.

Pour déterminer la position des points de repère du tube

divisé par rapport aux repères voisins fixés sur la grande colonne du manomètre, on a fait affleurer le mercure à ces premiers repères, pendant que les sommets des deux colonnes subissaient librement la pression de l'atmosphère, et se trouvaient de niveau dans les deux tubes ; on a mesuré directement, au cathétomètre, la distance du ménisque de mercure dans la grande colonne au repère le plus voisin de cette colonne.

Voyons maintenant comment on procède aux expériences.

Le tube divisé a été préalablement desséché, en y faisant un grand nombre de fois le vide, et laissant rentrer de l'air sec ; pour plus de sûreté, le manchon avait été rempli d'eau chauffée à 40 ou 45°.

Le niveau du mercure est amené à la division 300, le robinet *r* communiquant librement avec l'atmosphère. Cette manipulation est très-facile : au moyen de la petite pompe foulante à eau *pp'*, on fait monter le mercure un peu au-dessus de la division 300 ; puis en faisant jouer le robinet *s'* de cette pompe, on diminue la pression aussi lentement que l'on veut, et on peut arrêter rigoureusement le niveau du mercure au moment où il affleure à la division 300. On ferme alors le robinet *r* qui intercepte la communication entre le manomètre et le réservoir à mercure VV'.

Au bout de quelques instants, on note le thermomètre du manchon, la hauteur du baromètre, et l'on ferme au même moment le robinet *r'*.

Au moyen de la pompe foulante à eau *pp'* du manomètre, on réduit le volume d'air au volume $\frac{1}{2}$, en opérant exactement comme il vient d'être dit : on attend quelques minutes pour que la chaleur, dégagée par la compression de l'air, se soit

dissipée; puis on observe de nouveau le thermomètre du manchon, le baromètre, et l'on relève au cathétomètre la position du ménisque dans la grande colonne. On a ainsi tous les éléments nécessaires pour déterminer rigoureusement la force élastique du gaz.

Il est presque inutile de dire, que le relèvement du ménisque dans le tube divisé se fait au moyen d'une lunette horizontale, afin d'éviter les erreurs de parallaxe. On a d'ailleurs soin de noter à la fois pour ce tube la position du sommet du ménisque et celle du cercle de contact du mercure, afin de pouvoir tenir compte approximativement des petites variations du volume du gaz, qui pourraient être produites par les changements accidentels de la forme des ménisques.

Pour opérer sur de l'air pris sous une plus forte pression initiale, on comprime de l'air sec dans le tube divisé, on amène cet air au volume 1, au moyen de la petite manipulation qui vient d'être décrite, et on détermine sa force élastique.

On détermine de la même manière la force élastique que prend cette même quantité d'air, lorsqu'on la réduit au volume $\frac{1}{2}$.

On répète les mêmes opérations, en amenant de nouveau l'air à occuper le volume 1; on s'assure ainsi, par l'égalité que doivent présenter les forces élastiques dans les diverses observations successives, que le robinet r' ne laisse pas perdre la moindre portion de gaz.

On ne s'astreignait pas toujours à amener rigoureusement le ménisque aux points de repère, parce que cela aurait souvent exigé de longs tâtonnements; ordinairement on ame-

nait la coïncidence à une demi-division près, et l'on faisait ensuite la correction convenable pour le volume du gaz.

Dans cette manière d'opérer, les déterminations successives s'effectuaient sur de l'air de plus en plus comprimé. D'autres fois les expériences étaient faites dans un ordre inverse, on introduisait immédiatement dans l'appareil le gaz au maximum de compression, et l'on commençait par faire les déterminations sous les plus fortes pressions. On laissait ensuite échapper du gaz pour obtenir les déterminations sous des pressions moindres. Ce dernier mode a été surtout employé pour les gaz différents de l'air atmosphérique, parce que l'on était ainsi plus sûr d'opérer pendant toute la série sur un gaz parfaitement identique.

Je ne me suis pas borné à observer les forces élastiques du gaz sous les seuls volumes 1 et $\frac{1}{2}$; souvent je déterminais celles qui corrrespondaient à des volumes présentant entre eux des rapports moins simples. Dans tous les cas, ces volumes ont été déterminés rigoureusement, par un nouveau jaugeage du tube divisé, qui a été exécuté, à la fin des expériences, avec les mêmes soins que l'on avait apportés dans le jaugeage des volumes 1 et $\frac{1}{2}$.

Nous allons nous occuper maintenant des diverses corrections que doivent subir les données immédiates de l'observation.

1° La pression atmosphérique s'exerce sur le sommet de la colonne de mercure dans le grand tube manométrique, tandis que, dans le baromètre, elle s'exerce sur le mercure de la cuvette, qui se trouve toujours à un niveau plus bas.

Si nous désignons par $z_1 - z_0$ cette différence de niveau, par h la hauteur observée du baromètre au niveau z_0 ; enfin par $(h - \Delta h)$ la hauteur que marquerait ce même baromètre au niveau z, nous pourrons, à cause de la petitesse de la correction, admettre la formule réduite,

$$z_1 - z_0 = 18393^{m} . \log \frac{h}{h - \Delta h} .$$

En supposant h égal constamment à $0^{m},760$, on a calculé la table suivante :

$(z_1 - z_0)$ mètres.	Δh mm.
1	0,095
2	0,190
3	0,285
4	0,380
5	0,475
6	0,571
7	0,666
8	0,761
9	0,856
10	0,951
11	1,046
12	1,141
13	1,236
14	1,331
15	1,426
16	1,521
17	1,616
18	1,711
19	1,806
20	1,901
21	1,997
22	2,092
23	2,187
24	2,282
25	2,375

Au moyen de cette table, il est facile d'appliquer chaque fois la correction convenable.

2° Les pressions sont mesurées par les hauteurs des colonnes de mercure à 0° qui leur font équilibre, la densité du mercure étant supposée constante dans toute la hauteur de la colonne; mais comme le mercure est sensiblement compressible, sa densité est nécessairement plus grande dans les parties inférieures de la colonne que dans les parties supérieures. Il faut par conséquent transformer la hauteur de la colonne observée, en ce qu'elle serait, si le mercure n'était pas compressible, et s'il conservait la densité qu'il possède sous la pression de l'atmosphère.

Soit H_0 la hauteur observée de la colonne de mercure à 0°, qui fait équilibre à la force élastique du gaz; considérons une section quelconque de cette colonne, égale à l'unité et placée à une distance z du plan horizontal dans lequel la pression est nulle; supposons que les pressions soient mesurées par les colonnes de mercure qui leur font équilibre, le mercure ayant la densité normale ρ_0 qu'il possède sous la pression d'une seule atmosphère. Si h représente la hauteur de la colonne de mercure normal, qui fait équilibre à la pression au niveau z, la valeur de la pression sera $\rho_0 h$.

Dans la section immédiatement inférieure correspondant à $z + dz$, la pression sera mesurée par $\rho_0 (h + dh)$. Et par conséquent la différence de pression dans les deux sections sera $\rho_0 dh$: mais cette même différence est mesurée par le poids de la petite colonne de mercure ayant pour hauteur dz, et une densité ρ que le mercure compressible présente sous la pression $\rho_0 h$. On a donc :

$$\rho_0 dh = \rho\, dz,$$

d'où

$$dh = \frac{\rho}{\rho_0}\, dz.$$

Soit μ le coefficient de compressibilité du mercure sous la pression d'une colonne de mercure d'un mètre, on aura :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{1 - \mu(h - 0{,}76)}.$$

Par suite

$$dh = \frac{1}{1 - \mu(h - 0{,}076)}\, dz$$

$$[1 - \mu(h - 0{,}76)]dh = dz$$

$$h - \frac{\mu}{2}(h - 0{,}76)^2 = z + \text{const.}$$

Pour $z = 0$ on a $h = 0$;

par suite

$$-\frac{\mu}{2}(0{,}76)^2 = \text{const.}$$

$$h\left[1 - \frac{\mu}{2}(h - 1{,}52)\right] = z.$$

Comme μ est une quantité très-petite, et que h diffère très-peu de z, on peut écrire simplement :

$$h = \frac{z}{1 - \frac{\mu}{2}(z - 1{,}52)}.$$

Ainsi, la correction $h - z$, qu'il convient d'apporter à chaque hauteur z observée, sera

$$h - z = \frac{\frac{\mu}{2}(z - 1{,}52).z}{1 - \frac{\mu}{2}(z - 1{,}52)},$$

ou simplement

$$h - z = \frac{\mu}{2}(z - 1{,}52) \cdot z.$$

D'après les expériences qui seront décrites dans le mémoire suivant, j'admettrai :

$$\mu = 0{,}00000463.$$

J'ai calculé, au moyen de cette formule, le tableau suivant qui donne la valeur de la correction pour des colonnes de mercure qui varient de 1 à 25 mètres.

z mètres.	$(h-z)$ mm.
1	−0,0012
1,52	0,0000
2	+0,0024
3	+0,0102
4	+0,0229
5	+0,0402
6	+0,0619
7	+0,0886
8	+0,1198
9	+0,1555
10	+0,1959
11	+0,2409
12	+0,2904
13	+0,3448
14	+0,4036
15	+0,4671
16	+0,5352
17	+0,6079
18	+0,6853
19	+0,7672
20	+0,8538
21	+0,9450
22	+1,0406
23	+1,1413
24	+1,2463
25	+1,3560

On voit que la correction qui résulte de la compressibilité du mercure est toujours très-petite.

3° Le tube de verre qui renferme le gaz, augmente de capacité, à mesure que la pression intérieure devient plus grande; il s'agit de reconnaître si cette variation est assez considérable, pour influer sensiblement sur les résultats. A cet effet, j'ai fait l'expérience suivante :

Le tube manométrique renfermant de l'air sous la pression de l'atmosphère, j'ai visé, avec un premier cathétomètre, la division 300 du manomètre, et avec un second cathétomètre, une des divisions supérieures de la même échelle. Le robinet r' ayant été fermé, j'ai fait monter le mercure dans le manomètre, de façon à ce qu'il s'élevât jusqu'au sommet de la grande colonne, ce qui correspondait à une pression d'environ 25 atmosphères dans l'intérieur du tube divisé. Il a été impossible de constater un déplacement sensible des divisions sur lesquelles visaient les deux cathétomètres. On peut conclure de là, qu'une pression de 25 atmosphères ne produit pas un allongement du tube divisé qui s'élève à $\frac{1}{10}$ de millimètre sur une longueur totale de $2^m,5$, soit de $\frac{1}{25000}$. L'augmentation de la capacité intérieure ne doit donc pas dépasser beaucoup $\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{25000} = \frac{1}{16666}$ sous une pression de 25 atmosphères (1).

J'ai fait une autre expérience qui est plus directe que

(1) MM. Arago et Dulong ont employé une méthode semblable pour s'assurer que le changement dû à l'élasticité du verre était négligeable dans leurs expériences.

celle que je viens de décrire. J'ai construit un thermomètre à mercure, ayant pour réservoir une portion de tube en cristal de 2 décimètres de longueur, à peu près semblable à celui qui formait le tube divisé, dans lequel j'étudiais la compressibilité des gaz. Un tube capillaire gradué était soudé au réservoir. J'ai déterminé avec soin le poids du mercure qui remplit le réservoir et chaque division de la tige. Puis, ayant placé le thermomètre dans un grand bain d'eau, dont la température ne pouvait pas varier sensiblement, j'ai exercé à l'intérieur une pression de 10 atmosphères, et j'ai noté l'abaissement que le mercure subissait dans la tige. En tenant compte de la compressibilité du mercure, il était facile de déduire de cette observation, l'accroissement de capacité éprouvé par le réservoir. Cet accroissement s'est trouvé égal à environ $\frac{1}{12000}$ sous la pression de 10 atmosphères; il a donc été notablement plus grand que celui que nous avons déduit de l'expérience précédente; mais il convient de remarquer que les conditions sont très-différentes dans les deux expériences, le tube qui formait le réservoir du thermomètre avait été étiré à la lampe à ses deux extrémités et avait éprouvé par conséquent un amincissement considérable.

Dans tous les cas, on voit que la variation de capacité est assez petite pour qu'on puisse la négliger.

4° Nous avons vu que le gaz soumis à l'expérience était maintenu à une température sensiblement constante, au moyen d'un courant d'eau froide qui circulait dans le manchon enveloppant le tube manométrique. Cette température ne restait pas toujours rigoureusement constante pendant toute une

série d'expériences, mais elle ne variait, au plus, que de quelques centièmes de degré, et cette variation était indiquée par un thermomètre très-sensible placé vers le milieu de la colonne. On ramenait, par le calcul, les volumes du gaz à ce qu'ils auraient été, si la température était restée absolument constante.

Expériences sur l'air atmosphérique.

J'ai réuni dans le tableau n° I, *page* 374 *et suivantes,* toutes les expériences qui ont été faites sur l'air atmosphérique. Chaque série renferme les déterminations qui ont été exécutées sur la même quantité de gaz.

Dans la colonne n° 1 du tableau, sont inscrits les numéros d'ordre des expériences; dans la colonne n° 2, les températures que marquait l'eau du manchon au moment de l'observation.

La colonne n° 3 renferme les volumes du gaz exprimés en grammes de mercure. Ces volumes ont été ramenés par le calcul aux températures inscrites dans la colonne n° 5, qui diffèrent toujours très-peu des températures observées et que l'on a inscrites dans la colonne n° 2. Cette transformation a été faite pour faciliter la comparaison.

Dans la colonne n° 4 sont données les forces élastiques du gaz, exprimées par des colonnes de mercure à 0°, ayant subi toutes les corrections dont j'ai énuméré plus haut les éléments.

Les expériences inscrites dans la même série, ayant été faites sur une même quantité d'air, on peut combiner, dans un ordre quelconque, les nombres des colonnes verticales 3

et 4, pourvu que les volumes V soient à la même température, ce qu'il est facile de reconnaître en consultant la colonne n° 5. La seconde partie du tableau renferme les résultats de ces combinaisons. Je n'ai pas calculé toutes les combinaisons possibles, parce que cela aurait donné trop d'extension aux tableaux. Mais les combinaisons que j'ai calculées ont été prises au hasard.

La colonne n° 6 renferme les numéros des observations qui ont été combinées.

La colonne n° 7 renferme les rapports des volumes $\frac{V_0}{V_1}$, et la colonne n° 8 les rapports inverses des forces élastiques correspondantes $\frac{P_1}{P_0}$.

Dans les colonnes n°s 9 et 10, j'ai inscrit les quotients que l'on obtient, en divisant les rapports $\frac{V_0}{V_1}$ par les rapports correspondants $\frac{P_1}{P_0}$. Dans la colonne n° 9, ont été réunis ces quotients, lorsque les volumes des gaz étaient sensiblement dans le rapport de 2 à 1, c'est-à-dire, lorsque ces volumes avaient été mesurés dans le voisinage des points de repère normaux, et j'ai placé les valeurs des quotients dans la colonne n° 10, lorsque le volume V_1 avait été mesuré dans une partie quelconque du tube divisé, autre que celle qui correspond au volume $\frac{1}{2}$.

Il est facile maintenant de reconnaître, à l'inspection du tableau n° I, si l'air atmosphérique suit rigoureusement la loi de Mariotte; dans ce cas il faut que les valeurs du rapport $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ inscrites dans les colonnes 9 et 10, soient constamment

égales à l'unité. Or on reconnaît que ce rapport est toujours plus grand que l'unité, et qu'il va en augmentant d'une manière très-régulière, à mesure que les forces élastiques deviennent plus considérables. On peut conclure de là, avec certitude, que *l'air atmosphérique ne suit pas rigoureusement la loi de Mariotte, et qu'il se comprime réellement un peu plus que cela ne devrait avoir lieu d'après cette loi.*

Je dis que cette conclusion est certaine, en comparant entre eux seulement les nombres de la colonne 9. En effet, la plus grande difficulté de ces expériences consiste dans l'appréciation exacte des volumes V_0 et V_1, en d'autres termes, dans le jaugeage rigoureux des volumes qui correspondent aux deux repères fixes. En supposant que le jaugeage eût donné le rapport $\frac{V_0}{V_1}$ un peu plus grand qu'il n'est réellement, les nombres de la colonne n° 9 seraient tous un peu plus grands que l'unité; mais si le gaz suivait la loi de Mariotte, ces nombres seraient dans tous les cas parfaitement égaux, quelle que fût la pression; tandis que dans nos expériences ils augmentent régulièrement avec la pression.

Les écarts sont d'ailleurs assez considérables, pour pouvoir être mesurés avec certitude; dans les expériences inscrites sous les numéros compris entre 55 et 62, la différence entre la force élastique P_1 observée et celle que l'on déduirait de la loi de Mariotte, s'élève à 114 millimètres.

Expériences sur le gaz azote.

L'air n'étant pas un gaz simple, mais un mélange de deux gaz, on pouvait être porté à attribuer les écarts de la loi de

Mariotte à cette circonstance. Il était donc nécessaire de faire des expériences sur le gaz azote pur.

Ce gaz était préparé au moyen de l'air atmosphérique que l'on dépouillait de son oxygène, en le faisant passer à travers un tube renfermant du cuivre métallique très-divisé et chauffé au rouge. Avant d'arriver au tube incandescent, l'air traversait un tube renfermant de la pierre ponce mouillée par une dissolution de potasse caustique qui le privait de son acide carbonique, puis un tube rempli de pierre ponce imbibée d'acide sulfurique concentré, qui lui enlevait son humidité; enfin, au sortir du tube incandescent, il traversait une nouvelle colonne de ponce sulfurique.

Le tableau n° II, *page* 380 *et suivantes*, renferme les résultats des expériences qui ont été faites sur le gaz azote.

Le gaz azote présente les mêmes anomalies que l'air atmosphérique, il se comprime plus qu'il ne le ferait s'il suivait la loi de Mariotte, et le rapport $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ augmente régulièrement avec la pression, comme le montrent clairement les nombres de la colonne n° 9. Ce rapport augmente d'ailleurs moins rapidement pour l'azote que pour l'air atmosphérique, il est donc très-probable que le gaz oxygène s'écarte encore plus de la loi de Mariotte que les deux gaz que nous venons de nommer.

Expériences sur le gaz acide carbonique.

On sait depuis longtemps, par les expériences de M. Des-

pretz, que le gaz acide carbonique s'écarte notablement de la loi de Mariotte, à partir de la pression d'une seule atmosphère, et M. Pouillet a comparé sa compressibilité avec celle d'un pareil volume d'air, jusqu'à une pression de 40 atmosphères; il m'a paru convenable, néanmoins, de faire de nouvelles expériences sur la compressibilité de ce gaz dans mon appareil, parce que les écarts étant ici très-considérables, il devenait plus facile de reconnaître, s'ils sont assujettis à une loi que l'on puisse appliquer aux gaz qui, tels que l'air atmosphérique, présentent des écarts beaucoup moindres.

Le gaz acide carbonique était préparé, en dissolvant du marbre dans l'acide chlorhydrique; le gaz traversait un flacon laveur renfermant une dissolution de bicarbonate de soude, destinée à retenir les vapeurs d'acide chlorhydrique; puis les appareils dessécheurs ordinaires.

Les expériences sur le gaz acide carbonique sont consignées dans le tableau n° III, *page* 388 *et suivantes*. Le rapport $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$, lorsque $\frac{V_0}{V_1}$ est sensiblement égal à 2, augmente très-rapidement avec la pression initiale P_0. Ce rapport, qui est représenté par 1,0076, quand la pression initiale est d'une seule atmosphère, devient 1,0999, lorsque cette pression initiale est de $12^{at},66$.

Les nombres inscrits dans la colonne n° 10 manifestent des écarts encore bien plus considérables. Car, lorsque le volume 1 de gaz carbonique, ayant une force élastique de 6820 millimètres, se trouve réduit au volume $\frac{1}{3,50}$, sa force

élastique devient 20284^{mm}, et le rapport $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ prend une valeur de 1,1772.

Ainsi, pour le gaz acide carbonique, la loi de Mariotte ne peut pas même être considérée comme une loi approchée, lorsque l'on observe ce gaz sous des pressions un peu considérables.

Expériences sur le gaz hydrogène.

L'étude de la compressibilité du gaz hydrogène devait présenter un intérêt particulier.

Le gaz hydrogène était préparé au moyen du zinc et de l'acide chlorhydrique; le gaz traversait un premier flacon laveur renfermant de l'eau, puis un second flacon renfermant une dissolution de potasse caustique. Il traversait ensuite un tube en U rempli de fragments de potasse caustique, puis un second tube en U rempli de fragments de verre et d'une dissolution concentrée à chaud de perchlorure de mercure; enfin, deux tubes en U remplis de pierre ponce imbibée d'acide sulfurique concentré.

Les tableaux IV et V, *page* 394 *et suivantes,* renferment les résultats des expériences qui ont été faites sur le gaz hydrogène. Les expériences du tableau n° IV ont été exécutées immédiatement après les expériences sur l'air atmosphérique relatées dans le tableau n° I; les expériences du tableau n° V ont été faites à la fin, c'est-à-dire, après toutes les expériences des tableaux I, II, III et IV. On n'avait d'ailleurs rien changé à l'appareil pendant la durée de toutes ces recherches.

En jetant les yeux sur les tableaux IV et V, on voit que les nombres inscrits dans les colonnes 9 et 10, qui devraient être constamment égaux à l'unité, si le gaz hydrogène suivait la loi de Mariotte, sont toujours plus petits que l'unité, et vont en diminuant avec la pression.

Le gaz hydrogène ne suit donc pas mieux la loi de Mariotte que l'air atmosphérique ; mais, ce qui est très-remarquable, il s'en écarte en sens contraire. Tandis que l'air atmosphérique et tous les gaz étudiés jusqu'ici se compriment davantage que cela ne devrait être d'après la loi de Mariotte, le gaz hydrogène éprouve une compression moindre que celle qui serait donnée par cette loi, et sa compressibilité diminue à mesure que la pression augmente.

La force élastique du gaz hydrogène est donc analogue à celle d'un ressort métallique, qui offre une résistance d'autant plus grande à la compression, qu'il se trouve déjà soumis à une pression plus considérable.

TABLEAU N° I.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1	4°,44	1939,69	738,72	4°,44
2	4,41	969,26	1476,25	4,44
3	4,40	1939,69	738,99	4,40
4	4,40	969,86	1475,82	4,40
5	4,40	1940,21	739,07	4,40
6	4,41	970,10	1476,34	4,40
7	4,43	1939,47	739,19	4,43
8	4,44	969,39	1476,80	4,43
		DEUXIÈME SÉRIE.		
9	4,64	970,63	4209,48	4,68
10	4,64	1939,45	2112,53	»
11	4,68	970,57	4208,97	»
12	4,68	1939,91	2111,63	»
13	4,68	970,00	4212,14	»
14	4,71	642,78	6350,33	»
15	4,74	1938,74	2112,69	»
16	4,70	642,87	6350,35	»
		TROISIÈME SÉRIE.		
17	5,03	969,32	4127,82	4,88
18	5,03	1939,88	2068,20	»
19	4,96	969,86	4125,49	»
20	4,96	969,86	4125,13	»
21	4,96	1942,13	2066,19	»
22	4,88	969,79	4127,38	»
23	4,85	969,90	4126,86	»
24	4,85	1937,16	2072,22	»
25	4,85	969,97	4127,12	»

TABLEAU N° I.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1—2	2,001215	1,998389	1,001414	
3—4	1,999990	1,997076	1,001448	
5—6	2,000010	1,997565	1,001224	
7—8	2,000701	1,997863	1,001421	
		DEUXIÈME SÉRIE.		
9—10	1,998135	1,992625	1,002765	
11—12	1,998732	1,993232	1,002759	
13—15	1,998705	1,993714	1,002503	
12—14	3,017955	3,007302	»	1,003539
14—15	3,016180	3,005803	»	1,003452
15—16	3,015758	3,005813	»	1,003309
		TROISIÈME SÉRIE.		
17—18	2,001258	1,995851	1,002709	
18—19	2,000158	1,994725	1,002724	
20—21	2,002485	1,996491	1,002713	
21—22	2,002629	1,997580	1,002528	
23—24	1,997287	1,991516	1,002898	
24—25	1,996143	1,991643	1,002762	

Suite du TABLEAU N° I.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		QUATRIÈME SÉRIE.		
26	4°,89	979,87	8177,48	4°,91
27	4,91	1941,39	4140,82	»
28	4,91	979,73	8179,92	»
29	4,91	979,73	8178,09	»
30	4,91	1939,91	4143,89	»
		CINQUIÈME SÉRIE.		
31	4,90	970,64	8404,11	4,90
32	4,90	1939,91	4219,05	»
33	4,87	970,18	8407,75	»
34	4,87	1940,01	4219,22	»
35	4,95	1939,48	4219,05	»
36	4,96	970,36	8404,70	»
37	4,90	626,91	12981,95	»
38	4,87	969,97	8409,38	»
39	4,88	1939,98	4219,08	»
		SIXIÈME SÉRIE.		
40	4,86	1939,86	6770,15	4,80
41	4,80	969,86	13483,48	»
42	4,84	685,11	19002,13	»
43	4,85	970,03	13468,33	»
44	4,73	1941,15	6767,50	»
45	4,74	969,87	13482,84	»
46	4,74	674,81	19312,50	»
47	4,74	675,49	19291,33	»
48	4,73	971,53	13459,49	»
49	4,72	1939,67	6772,38	»

SUITE DU TABLEAU N° I.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
QUATRIÈME SÉRIE.				
26—27	1,981270	1,974845	1,003253	
27—28	1,981556	1,975456	1,003090	
29—30	1,980045	1,973530	1,003302	
CINQUIÈME SÉRIE.				
31—32	1,998588	1,991944	1,003336	
33—34	1,999690	1,992726	1,003495	
35—36	1,998726	1,992084	1,003335	
39—38	2,000050	1,993179	1,003448	
35—37	3,093714	3,076985	»	1,005437
37—39	3,094512	3,076964	»	1,005703
SIXIÈME SÉRIE.				
40—41	2,000143	1,991607	1,004286	
43—44	2,001117	1,990148	1,004512	
44—45	2,001454	1,992293	1,004599	
48—49	1,996511	1,987409	1,004580	
40—42	2,831456	2,807490	»	1,008536
42—44	2,833341	2,808590	»	1,008813
44—46	2,876588	2,853713	»	1,008016
47—49	2,871502	2,848530	»	1,008064
46—49	2,874395	2,851656	»	1,007980

Suite du TABLEAU N° I.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		SEPTIÈME SÉRIE.		
50	4°,81	1942,20	6387,41	4°,81
51	4,86	970,39	12725,02	»
52	4,82	633,82	19399,54	»
53	4,85	969,58	12732,16	»
54	4,78	1940,27	6392,65	»
		HUITIÈME SÉRIE.		
55	4,70	1939,91	9336,41	4,70
56	4,62	970,13	18551,09	
57	4,65	1940,49	9332,82	»
58	4,60	970,22	18552,41	»
59	4,62	971,56	18532,90	»
60	4,58	1940,91	9332,79	»
61	4,76	970,36	18549,71	»
62	4,76	970,36	18548,98	»
		NEUVIÈME SÉRIE.		
63	4,61	1945,33	11472,00	4,61
64	4,55	1058,31	20969,42	»
65	4,58	1944,80	11475,14	»
66	4,61	1049,25	21144,57	»

SUITE DU TABLEAU N° I.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
SEPTIÈME SÉRIE.				
50—51	2,001463	1,992273	1,004611	
53—54	2,001151	1,991687	1,004752	
50—52	3,064280	3,037153	»	1,008930
52—54	3,061230	3,034664	»	1,008755
HUITIÈME SÉRIE.				
55—56	1,999610	1,986962	1,006366	
57—58	2,000060	1,987867	1,006132	
59—60	1,997718	1,985784	1,006010	
60—61	2,000198	1,987585	1,006346	
NEUVIÈME SÉRIE.				
63—64	1,838150	1,827878		1,005619
64—65	1,837653	1,827378		1,005622
65—66	1,853518	1,842642		1,005902

TABLEAU N° II.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1	5°,09	969,65	1506,24	5°,09
2	5,09	1939,10	753,96	»
3	5,10	969,82	1505,06	»
4	5,09	1939,17	753,46	»
5	5,10	969,82	1505,57	»
6	5,12	1939,03	753,62	»
		DEUXIÈME SÉRIE.		
7	5,06	1939,53	1159,26	5,08
8	5,08	969,86	2315,99	»
9	5,09	1939,40	1159,43	»
10	5,08	970,35	2314,79	»
11	5,09	1939,40	1159,42	»
12	5,07	969,18	2317,72	»
		TROISIÈME SÉRIE.		
13	5,11	969,90	4311,97	5,14
14	5,18	1938,89	2159,36	»
15	5,18	969,72	4313,33	»
16	5,18	1938,48	2159,60	»
17	5,14	969,72	4313,58	»
18	3,14	1939,76	2159,12	»
		QUATRIÈME SÉRIE.		
19	5,03	970,25	6058,79	5,10
20	5,08	1943,75	3030,22	»
21	5,09	969,89	6060,97	»
22	5,10	1938,80	3037,61	»
23	5,14	970,00	6059,73	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ AZOTE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1—2	1,999794	1,997771	1,001012	
2—3	1,999434	1,996206	1,001617	
3—4	1,999506	1,997531	1,000988	
4—5	1,999506	1,998208	1,000650	
5—6	1,999359	1,997784	1,000788	
		DEUXIÈME SÉRIE.		
7—8	1,999806	1,997817	1,000996	
8—9	1,999670	1,997524	1,001074	
10—11	1,998660	1,996507	1,001068	
11—12	2,001061	1,999034	1,001014	
		TROISIÈME SÉRIE.		
13—14	1,999065	1,996874	1,001097	
14—15	1,999433	1,997537	1,000966	
15—16	2,000041	1,997282	1,001381	
16—17	2,000037	1,997398	1,001321	
17—18	2,000330	1,997842	1,001245	
		QUATRIÈME SÉRIE.		
19—20	2,003354	1,999454	1,001950	
20—21	2,004084	2,000175	1,001955	
21—22	1,998978	1,995309	1,001840	
22—23	1,998767	1,994910	1,001936	

Suite du TABLEAU N° II.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		CINQUIÈME SÉRIE.		
24	4°,95	970,14	7799,55	5°,01
25	4,97	1940,12	3910,05	»
26	4,98	969,90	7804,93	»
27	5,02	577,19	13070,53	»
28	5,03	969,93	7798,91	»
29	5,01	1939,84	3909,38	»
30	5,01	970,07	7799,02	»
31	5,08	594,21	12700,20	»
32	5,16	969,66	7800,12	»
33	5,07	1939,48	3910,12	»
		SIXIÈME SÉRIE.		
34	4,96	970,49	9873,23	4,96
35	4,96	1939,91	4953,92	»
36	4,96	970,07	9878,41	»
37	4,97	604,35	15811,66	»
38	4,97	969,93	9879,56	»
39	4,98	1939,77	4953,99	»
40	4,96	969,86	9880,74	»
41	4,98	602,13	15870,52	»
42	5,00	969,65	9882,40	»
43	4,98	1939,77	4953,68	»
		SEPTIÈME SÉRIE.		
44	4,93	970,03	11875,10	4,86
45	4,85	1940,05	5957,96	»
46	4,86	969,93	11878,24	»
47	4,81	606,31	18941,11	»
48	4,92	969,72	11875,73	»
49	4,85	1940,05	5958,41	»
50	4,86	969,86	11880,68	»
51	4,86	603,42	19027,80	»
52	4,88	969,72	11881,79	»
53	4,85	1939,98	5959,92	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ AZOTE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		CINQUIÈME SÉRIE.		
24—25	1,999840	1,994744	1,002555	
25—26	2,000341	1,996120	1,002115	
28—29	1,999981	1,994923	1,002536	
29—30	1,999691	1,994948	1,002377	
32—33	2,000169	1,994954	1,002664	
25—27	3,361320	3,342803		1,005541
27—29	3,360834	3,343377		1,005222
29—31	3,264570	3,248648		1,004901
31—33	3,263970	3,248033		1,004907
		SIXIÈME SÉRIE.		
34—35	1,998897	1,993013	1,002952	
35—36	1,999762	1,994059	1,002860	
38—39	1,999907	1,994263	1,002830	
39—40	2,000049	1,994502	1,002781	
42—43	2,000486	1,994961	1,002769	
35—37	3,209911	3,191748	»	1,005691
37—39	3,209676	3,191703	»	1,005630
39—41	3,221510	3,203583	»	1,005596
41—43	3,221500	3,203784	»	1,005533
		SEPTIÈME SÉRIE.		
44—45	1,999987	1,993149	1,003431	
45—46	2,000196	1,993675	1,003271	
48—49	2,000636	1,993104	1,003779	
49—50	2,000341	1,993935	1,003213	
52—53	2,000560	1,993619	1,003481	
45—47	3,199767	3,179127	»	1,006493
47—49	3,199767	3,178886	»	1,006569
49—51	3,215091	3,193435	»	1,006782
51—53	3,215975	3,192631	»	1,006999

Suite du TABLEAU N° II.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		HUITIÈME SÉRIE.		
54	4°,98	1940,51	7294,47	4°,96
55	4,98	970,14	14535,87	»
56	4,96	690,78	20351,90	»
57	4,96	1940,65	7293,84	»
58	4,96	969,86	14543,44	»
59	4,95	685,74	20493,29	»
60	4,90	970,07	14534,63	»
61	4,94	1940,05	7297,35	»
62	4,93	970,03	14536,93	»
		NEUVIÈME SÉRIE.		
63	5,20	1939,91	7297,06	5,20
64	5,20	969,86	14538,50	»
65	5,17	689,04	20394,93	»
66	5,21	969,82	14537,09	»
67	5,21	1940,13	7297,08	»
68	5,22	969,79	14539,94	»
69	5,25	687,03	20447,42	»
70	5,27	969,61	14538,85	»
71	5,22	1940,36	7296,32	»
		DIXIÈME SÉRIE.		
72	5,07	1941,81	8628,54	5,13
73	5,08	966,70	17249,95	»
74	5,09	801,34	20789,40	»
75	5,15	966,59	17250,20	»
76	5,13	1940,06	8635,18	»
77	5,13	966,45	17254,93	»
78	5,18	799,66	20827,79	»
79	5,18	966,69	17250,54	»
80	6,18	1940,44	8632,69	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ AZOTE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		HUITIÈME SÉRIE.		
54—55	2,000237	1,992725	1,003770	
57—58	2,000959	1,993935	1,003523	
60—61	1,999910	1,991768	1,004088	
61—62	1,999978	1,992084	1,003963	
54—56	2,809154	2,790046	»	1,006849
56—57	2,809360	2,790286	»	1,006836
57—59	2,830010	2,809670	»	1,007239
59—61	2,829136	2,808318	»	1,007413
		NEUVIÈME SÉRIE.		
63—64	2,000196	1,992373	1,003924	
66—67	2,000495	1,992180	1,004174	
67—68	2,000568	1,992570	1,004014	
70—71	2,001170	1,993065	1,004287	
63—65	2,815380	2,794951	»	1,007309
65—67	2,815700	2,794944	»	1,007426
67—69	2,823939	2,802137	»	1,007779
69—71	2,824270	2,802429	»	1,007793
		DIXIÈME SÉRIE.		
72—73	2,008706	1,999174	1,004768	
75—76	2,007120	1,997684	1,004723	
76—77	2,007408	1,998213	1,004602	
79—80	2,007302	1,998280	1,004515	
72—74	2,423203	2,409377	»	1,005739
74—76	2,421020	2,407546	»	1,005596
76—78	2,426106	2,411969	»	1,005861
78—80	2,426585	2,412665	»	1,005769

Suite du TABLEAU N° II.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		ONZIÈME SÉRIE.		
81	4°,90	1942,04	9767,42	4°,93
82	4,87	970,07	19453,89	»
83	4,94	1939,99	9772,99	»
84	4,90	970,10	19447,99	»
85	4,90	1940,12	9773,38	»
86	4,93	970,28	19453,12	»
87	4,98	1940,29	9775,38	»
		DOUZIÈME SÉRIE.		
88	4,09	1942,84	10981,42	4,09
89	4,10	1005,80	21076,03	»
90	4,09	1942,69	10980,66	»
91	4,09	1003,58	21119,52	»
92	4,08	1943,07	10976,85	»
93	4,12	1002,73	21132,28	»
94	4,08	1943,28	10978,20	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ AZOTE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		ONZIÈME SÉRIE.		
81—82	2,001963	1,991712	1,005147	
82—83	1,999845	1,990576	1,004657	
83—84	1,999869	1,989973	1,004822	
84—85	1,999907	1,989894	1,005032	
85—86	1,999549	1,990418	1,004588	
86—87	1,999725	1,990011	1,004881	
		DOUZIÈME SÉRIE.		
88—89	1,931636	1,919244	»	1,006456
89—90	1,931488	1,919378	»	1,006309
90—91	1,935760	1,923338	»	1,006458
91—92	1,936140	1,924005	»	1,006307
92—93	1,937781	1,925166	»	1,006552
93—94	1,935115	1,924931	»	1,006784

TABLEAU N° III.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1	3°,28	969,89	1516,00	3°,28
2	3,28	1939,10	764,03	»
3	3,29	969,25	1518,42	»
4	3,23	1940,19	764,41	»
5	3,28	969,72	1516,62	»
6	3,27	1940,05	763,86	»
		DEUXIÈME SÉRIE.		
7	3,26	1939,68	765,77	3,27
8	3,25	970,56	1517,63	»
9	3,27	1939,91	765,01	»
10	3,27	970,57	1517,22	»
11	3,28	1939,10	765,41	»
		TROISIÈME SÉRIE.		
12	3,29	969,96	2789,17	3,31
13	3,29	1935,61	1414,77	»
14	3,29	969,93	2788,84	»
15	3,33	1939,70	1412,94	»
16	3,33	969,93	2789,55	»
17	3,30	1939,91	1413,46	»
18	3,31	970,28	2788,79	»
19	3,32	1939,84	1412,70	»
		QUATRIÈME SÉRIE.		
20	3,43	970,18	4246,71	3,32
21	3,31	1939,31	2164,81	»
22	3,32	969,79	4247,28	»
23	3,32	1939,32	2164,31	»
24	3,32	969,86	4247,41	»
25	3,30	1939,90	2164,79	»
26	3,26	969,86	4247,23	»
27	3,26	1940,33	2164,27	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ ACIDE CARBONIQUE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V^0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1—2	1,999289	1,984225	1,007597	
3—4	2,001740	1,986395	1,007725	
5—6	2,000630	1,985469	1,007636	
		DEUXIÈME SÉRIE.		
7—8	1,998515	1,981835	1,008416	
9—10	1,998732	1,983268	1,007797	
10—11	1,997897	1,982231	1,007903	
		TROISIÈME SÉRIE.		
12—13	1,995740	1,971465	1,012313	
15—16	1,999835	1,974288	1,012940	
17—18	1,999331	1,973024	1,013333	
18—19	1,999256	1,974085	1,012751	
		QUATRIÈME SÉRIE.		
20—21	1,998921	1,961701	1,018973	
22—23	1,999732	1,962418	1,019014	
24—25	2,000188	1,962043	1,019442	
26—27	2,000630	1,962431	1,019465	

Suite du TABLEAU N° III.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		CINQUIÈME SÉRIE.		
28	3,56	970,18	6202,71	3°,65
29	3,62	1942,93	3186,13	»
30	3,62	969,90	6205,75	»
31	3,65	493,91	11526,98	»
32	3,65	969,86	6203,61	»
33	3,69	1944,44	3184,07	»
34	3,69	970,36	6203,44	»
35	3,71	518,42	11045,25	»
36	3,74	969,47	6208,12	»
37	3,74	1942,23	3187,69	»
		SIXIÈME SÉRIE.		
38	3,56	970,00	7357,51	3,56
39	3,54	1940,12	3807,42	»
40	3,56	970,07	7358,95	»
41	3,56	612,93	11193,20	»
42	3,56	969,86	7358,69	»
43	3,56	1939,84	3807,61	»
44	3,56	969,79	7361,49	»
45	3,56	612,32	11198,95	»
46	3,56	970,00	7358,21	»
47	3,56	1939,91	3807,18	»
		SEPTIÈME SÉRIE.		
48	3,21	1939,10	4879,77	3,20
49	3,21	969,75	9331,72	»
50	3,20	594,32	14376,80	»
51	3,20	969,36	9333,18	»
52	3,20	1940,57	4875,48	»
53	3,20	969,86	9334,54	»
54	3,20	589,46	14478,45	»
55	3,26	969,65	9329,77	»
56	3,23	1939,70	4876,99	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ ACIDE CARBONIQUE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		CINQUIÈME SÉRIE.		
28—29	2,002654	1,946785	1,028698	
29—30	2,003238	1,947739	1,028494	
32—33	2,004862	1,948327	1,029017	
33—34	2,003833	1,948274	1,028517	
36—37	2,003392	1,947530	1,028684	
29—31	3,933780	3,617862	»	1,087322
31—33	3,936821	3,620202	»	1,087460
33—35	3,750696	3,468910	»	1,081232
35—37	3,746442	3,464971	»	1,081232
		SIXIÈME SÉRIE.		
38—39	2,000127	1,932414	1,035040	
39—40	1,999982	1,932792	1,034763	
42—43	2,000124	1,932620	1,034929	
43—44	2,000268	1,933363	1,034606	
46—47	1,999907	1,932720	1,034763	
39—41	3,165324	3,018577	»	1,076700
41—43	3,164864	3,018427	»	1,076597
43—45	3,168016	2,941201	»	1,077116
46—47	3,168130	2,941533	»	1,077034
		SEPTIÈME SÉRIE.		
48—49	1,999577	1,912328	1,045625	
51—52	2,001917	1,914310	1,045760	
52—53	2,001876	1,914792	1,045070	
55—56	2,000415	1,913018	1,045685	
48—50	3,262720	2,946205	»	1,107431
50—52	3,265198	2,948797	»	1,107296
52—54	3,292118	2,969640	»	1,108590
54—56	3,290633	2,968720	»	1,108435

Suite du TABLEAU N° III.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		HUITIÈME SÉRIE.		
57	3°,16	1939,25	6820,22	3°,16
58	3,16	969,79	12792,09	»
59	3,16	553,34	20284,08	»
60	3,16	969,86	12790,74	»
61	3,16	1939,17	6820,07	»
		NEUVIÈME SÉRIE.		
62	3,15	1939,91	8393,68	3,15
63	3,15	969,22	15493,00	»
64	3,14	670,62	20766,50	»
65	3,15	969,86	15481,24	»
66	3,14	1939,91	8395,27	»
67	3,15	969,50	15487,01	»
68	3,15	675,87	20648,15	»
69	3,15	970,57	15470,37	»
70	3,15	1939,17	8395,86	»
		DIXIÈME SÉRIE.		
71	2,66	1935,25	9620,06	2,68
72	2,67	970,31	17445,23	»
73	2,67	774,75	20791,02	»
74	2,68	969,86	17452,18	»
75	2,68	1935,40	9619,52	»
76	2,68	1935,40	9619,97	»
77	2,68	969,65	17457,08	»
78	2,69	779,67	20689,05	»
79	2,70	969,72	17453,67	»
80	2,70	1936,00	9612,39	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ ACIDE CARBONIQUE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		HUITIÈME SÉRIE.		
57—58	1,999660	1,875613	1,066137	
60—61	1,999433	1,875463	1,066101	
57—59	3,504624	2,976850	»	1,177293
59—61	3,504481	2,976916	»	1,177220
		NEUVIÈME SÉRIE.		
62—63	2,001516	1,845943	1,084278	
65—66	2,000197	1,844043	1,084680	
66—67	2,000940	1,844647	1,084672	
69—70	1,997970	1,842618	1,084310	
62—64	2,892713	2,474063	»	1,169215
64—66	2,892713	2,473596	»	1,169437
66—68	2,870242	2,459500	»	1,167003
68—70	2,869147	2,459325	»	1,166640
		DIXIÈME SÉRIE.		
71—72	1,994456	1,813421	1,099830	
74—75	1,995546	1,814813	1,099588	
76—77	1,995978	1,814671	1,099912	
79—80	1,996453	1,815851	1,099459	
71—73	2,497903	2,161214	»	1,155787
73—76	2,498096	2,161235	»	1,155865
76—78	2,482332	2,150635	»	1,154232
78—80	2,483100	2,152331	»	1,153681

TABLEAU N° IV.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1	4°,40	969,19	4431,14	4°,41
2	4,41	1939,47	2211,18	»
3	4,43	969,78	4428,19	»
4	4,43	402,30	10715,19	»
5	4,41	968,37	4432,90	»
6	4,40	1939,69	2211,69	»
		DEUXIÈME SÉRIE.		
7	4,22	969,86	7999,09	4,22
8	4,22	1939,91	3989,47	»
9	4,22	969,72	8005,20	»
10	4,23	563,34	13832,05	»
11	4,23	389,95	20110,99	»
12	4,23	565,03	13785,79	»
13	4,38	1939,17	3992,10	»
14	4,38	970,57	7998,82	»
		TROISIÈME SÉRIE.		
15	3,92	1939,54	5845,18	3,92
16	3,92	970,07	11732,25	»
17	3,97	601,60	19002,88	»
18	3,94	1940,51	5840,53	»
19	4,19	1940,57	5847,16	4,19
20	4,19	969,65	11748,10	»
21	4,19	566,09	20254,36	»
22	4,18	969,89	11744,76	»
23	4,19	1939,69	5849,62	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ HYDROGÈNE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1—2	2,001134	2,003971	0,998584	
5—6	2,003048	2,004305	0,999373	
2—4	4,820120	4,845916	»	0,994676
4—6	4,820666	4,844798	»	0,995020
		DEUXIÈME SÉRIE.		
7—8	2,000196	2,005051	0,997578	
8—9	2,000484	2,006582	0,996961	
8—10	3,443585	3,467140	»	0,993206
8—12	3,433287	3,455545	»	0,993559
8—11	4,974765	5,041017	»	0,986857
13—14	1,997970	2,003662	0,997159	
		TROISIÈME SÉRIE.		
15—16	1,999381	2,007166	0,996121	
16—18	2,000380	2,008764	0,995826	
19—20	2,001310	2,009197	0,996074	
22—23	1,999896	2,007781	0,996073	
15—17	3,225580	3,250862	»	0,991433
17—18	3,223970	3,253450	»	0,991727
19—21	3,426470	3,463965	»	0,989592
21—23	3,428024	3,462508	»	0,989624

SUITE DU TABLEAU N° IV.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		QUATRIÈME SÉRIE.		
24	3°,87	1939,84	9176,50	3°,86
25	3,74	969,58	18490,17	»
26	3,86	858,36	20904,89	»
27	3,86	969,50	18483,88	»
28	3,94	1940,00	9175,25	»
29	3,87	969,69	18483,54	»
30	3,94	862,16	20807,95	»
31	3,89	969,18	18485,42	»
32	3,87	1940,06	9175,72	»
33	3,86	969,79	18478,94	»
34	3,86	854,94	20985,19	»
35	3,86	969,93	18473,33	»
36	3,86	1939,91	9176,33	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ HYDROGÈNE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
QUATRIÈME SÉRIE.				
24—25	2,000709	2,014948	0,992933	
27—28	2,001034	2,014534	0,993297	
24—27	2,000865	2,014162	0,993349	
28—29	2,000652	2,014500	0,993126	
31—32	2,001746	2,014602	0,993618	
33—36	2,000340	2,013762	0,993335	
24—26	2,259936	2,278090	»	0,992031
26—28	2,260127	2,278400	»	0,991980
28—30	2,250230	2,267834	»	0,992290
30—32	2,250165	2,267718	»	0,992209
32—34	2,269060	2,287034	»	0,992207
34—36	2,269234	2,286883	»	0,992217

TABLEAU N° V.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0° P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		PREMIÈRE SÉRIE.		
1	10°,02	968,97	11165,36	10°,00
2	10,00	1939,91	5555,32	»
3	10,02	968,83	11168,86	»
4	10,01	559,19	19463,09	»
5	10,01	969,22	11161,57	»
6	10,01	1939,91	5554,10	»
7	10,02	969,68	11156,43	»
8	10,01	559,34	19459,74	»
9	10,02	969,61	11160,04	»
10	10,03	1940,29	5553,77	»
		DEUXIÈME SÉRIE.		
11	9,62	1939,98	7074,96	9,62
12	9,62	969,79	14228,28	»
13	9,61	1940,65	7071,80	»
14	9,62	969,57	14230,94	»
15	9,62	1940,50	7073,84	»
16	9,62	969,86	14228,25	»
17	9,62	1940,65	7072,52	»
		TROISIÈME SÉRIE.		
18	9,66	1940,86	9147,61	9,69
19	9,69	970,35	18420,96	»
20	9,68	1940,64	9148,16	»
21	9,69	969,79	18432,55	»
22	9,67	1940,71	9148,98	»
23	9,69	969,79	18431,93	»

COMPRESSIBILITE DU GAZ HYDROGENE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (8)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
PREMIÈRE SÉRIE.				
1— 2	2,002025	2,009850	0,996107	
2— 3	2,002314	2,010480	0,995938	
5— 6	2,001516	2,009609	0,995973	
6— 7	2,000557	2,008684	0,995954	
9—10	2,001092	2,009453	0,995839	
2— 4	3,469142	3,503505	»	0,989974
4— 6	3,469142	3,504274	»	0,990192
2— 8	3,468212	3,502902	»	0,989880
6— 8	3,468212	3,503671	»	0,990097
DEUXIÈME SÉRIE.				
11—12	2,000412	2,011075	0,994697	
12—13	2,001103	2,011974	0,994597	
13—14	2,001557	2,012350	0,994636	
14—15	2,001401	2,011770	0,994846	
15—16	2,000804	2,011390	0,994737	
16—17	2,000959	2,011765	0,994628	
TROISIÈME SÉRIE.				
18—19	2,000168	2,013745	0,993258	
19—20	1,999939	2,013624	0,993203	
20—21	2,001094	2,014892	0,993152	
21—22	2,001167	2,014711	0,993277	
22—23	2,001167	2,014649	0,993308	

Suite du TABLEAU N° V.

NUMÉRO de l'expérience. (1)	TEMPÉRATURE de l'eau du manchon. t (2)	VOLUME du gaz corrigé. V (3)	FORCE ÉLASTIQUE ramenée à 0°. P (4)	TEMPÉRATURE normale. t' (5)
		QUATRIÈME SÉRIE.		
24	9°,73	1939,34	10361,88	9°,65
25	9,66	969,89	20879,18	»
26	9,64	1940,80	10354,59	»
27	9,65	970,57	20866,14	»
28	9,64	1940,72	10355,85	»
29	9,67	970,00	20875,60	»
30	9.65	1939,91	10359,84	»
		CINQUIÈME SÉRIE.		
31	9,65	1940,62	11158,81	9,65
23	9,66	1031,87	21127,77	»
33	9,64	1940,15	11160,80	»
34	9,65	1030,52	21155,62	»
35	9,65	1940,08	11162,40	»
36	9,65	1029,06	21186,97	»
37	9,65	1940,62	11156,61	»
		SIXIÈME SÉRIE.		
38	9,00	1941,45	11126,62	9,03
39	9,03	1058,68	20528,67	»
40	9,03	1940,10	11131,94	»
		SEPTIÈME SÉRIE.		
41	8,94	1940,60	12512,92	8,95
42	8,95	1185,80	20576,78	»
43	8,95	1940,63	12513,03	»
44	8,95	1184,92	20596,80	»
45	8,95	1940,10	12514,71	»
46	8,94	1183,06	20638,43	»
47	8,95	1940,40	12513,51	»

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ HYDROGÈNE.

NUMÉROS des expériences combinées. (6)	$\frac{V_0}{V_1}$ (7)	$\frac{P_1}{P_0}$ (7)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (9)	$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ (10)
QUATRIÈME SÉRIE.				
24—25	1,999540	2,015000	0,992327	
25—26	2,001043	2,016423	0,992373	
26—27	1,999650	2,015158	0,992304	
27—28	1,999568	2,014913	0,992384	
28—29	2,000745	2,015827	0,992518	
29—30	1,999909	2,015050	0,992485	
CINQUIÈME SÉRIE.				
31—32	1,880682	1,893271	»	0,993297
32—33	1,880226	1,893033	»	0,993235
33—34	1,882690	1,895529	»	0,993227
34—35	1,882622	1,895257	»	0,993333
35—36	1,885289	1,898066	»	0,993271
36—37	1,885820	1,899051	»	0,993032
SIXIÈME SÉRIE.				
38—39	1,833840	1,845004	»	0,993949
39—40	1,832564	1,844123	»	0,993732
SEPTIÈME SÉRIE.				
42—43	1,636558	1,645227	»	0,994730
43—44	1,637772	1,646029	»	0,994984
44—45	1,637773	1,645807	»	0,995118
45—46	1,639900	1,649134	»	0,994401
46—47	1,640153	1,649291	»	0,994460

Nous avons trouvé que le gaz hydrogène s'écarte de la loi de Mariotte en sens contraire des autres gaz.

Ce résultat me paraît de la plus haute importance pour la théorie mécanique des gaz. Nous sommes habitués à regarder la loi de Mariotte comme l'expression mécanique de l'*état gazeux parfait*. Lorsqu'un gaz ne suit pas rigoureusement cette loi, et que sa compressibilité est plus grande qu'elle ne devrait l'être, nous considérons le gaz comme un *fluide élastique imparfait*. C'est ce qui avait déjà été reconnu pour un grand nombre de gaz. Mes expériences montrent que cette circonstance se présente même pour l'air atmosphérique et pour le gaz azote. Pour tous ces gaz, la loi de Mariotte peut être considérée comme une *loi limite* qui n'est rigoureusement observée, que lorsque les gaz sont infiniment dilatés, et dont ils s'écartent d'autant plus, qu'on les observe dans un état de plus grande condensation.

Ces considérations se trouvent profondément modifiées par mes expériences sur le gaz hydrogène. Si la loi de Mariotte était l'expression mathématique de l'état gazeux parfait, le gaz hydrogène constituerait un *fluide élastique plus que parfait*. Ce fluide suivrait encore la loi de Mariotte à *la limite*, c'est-à-dire, lorsqu'il serait extrêmement dilaté; mais il opposerait une résistance élastique d'autant plus grande, que son état de condensation serait devenu plus considérable.

Il est probable néanmoins que cette résistance élastique n'augmente pas indéfiniment avec la condensation; en d'autres termes, il est probable que le rapport $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ atteint un certain minimum qui, peut-être, se trouve beaucoup au

delà des limites de nos expériences; qu'il croît ensuite, et converge vers l'unité; qu'il atteint l'unité pour un certain état de condensation, dans le voisinage duquel la loi de Mariotte se trouve suivie en toute rigueur. La condensation continuant à augmenter, le gaz hydrogène s'écarterait de nouveau de la loi de Mariotte, mais en sens contraire de ses écarts primitifs; le rapport $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$ deviendrait plus grand que l'unité, et irait en croissant jusqu'au moment de la liquéfaction du gaz.

La température exerce certainement une grande influence sur ce phénomène. J'ai montré dans mon mémoire sur la densité des gaz, pages 148 et 149, que le gaz acide carbonique s'éloigne notablement de la loi de Mariotte sous des pressions plus faibles que celle de l'atmosphère, lorsqu'il est maintenu à la température de 0°, mais qu'il ne s'en écarte plus d'une manière sensible pour les très-faibles pressions, lorsqu'on le maintient à la température de 100°.

En étudiant la compressibilité de l'air atmosphérique à des températures élevées, on trouvera qu'il s'écarte beaucoup moins de la loi de Mariotte, qu'il ne le fait à la température ordinaire entre les mêmes limites de densité; il est même probable que l'on atteindra facilement une température à laquelle les divergences deviendront insensibles à l'observation. Je regarde comme très-vraisemblable qu'à une température plus élevée, l'air atmosphérique s'écartera de nouveau de la loi de Mariotte, mais en sens contraire, et par suite dans le sens où le gaz hydrogène s'en écarte déjà à la température ordinaire.

Des circonstances semblables, mais dans un ordre inverse, se présenteront pour le gaz hydrogène, quand on le soumettra à des températures de plus en plus basses.

En un mot, je pense qu'il existe, pour chaque gaz pris dans un état de condensation déterminé, une température à laquelle il suit sensiblement la loi de Mariotte pour des variations restreintes de pressions; c'est-à-dire, pour laquelle on aura $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 = 0$. Au-dessous de cette température, le gaz, toujours dans le même état de condensation, s'écartera de la loi de Mariotte, en présentant une compressibilité plus grande que celle déterminée par cette loi ; c'est-à-dire, que l'on aura $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 > 0$; c'est ce que nous reconnaissons à la température ordinaire pour l'air, l'azote, l'acide carbonique, etc., etc.

Au contraire, au-dessus de cette température, le gaz, pris toujours dans le même état de condensation, présentera une compressibilité plus faible que celle qui se déduit de la loi. On aura $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 < 0$, et le gaz se trouvera dans le cas qui est réalisé par le gaz hydrogène, à la température ordinaire.

La température à laquelle la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$, change

de signe, varie nécessairement pour chaque gaz avec sa densité; elle est d'autant plus élevée, que la densité est plus considérable.

On conçoit, d'après ce qui vient d'être dit, qu'il y aurait le plus grand intérêt à étudier la compressibilité des gaz à des températures élevées; malheureusement cette étude présente des difficultés presque insurmontables, vu l'impossibilité d'obtenir des températures élevées stationnaires. Les expériences peuvent cependant être faites avec succès, à la température de l'ébullition de l'eau, par le procédé que je vais indiquer.

Ce procédé consiste à déterminer, au moyen de la balance, le poids du gaz qui remplit un ballon sous différentes pressions et aux températures fixes de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau. J'ai fait confectionner à cet effet deux ballons en cuivre, aussi semblables que possible, de 12 litres environ de capacité, et dont les parois ont 2 millimètres d'épaisseur. Ces ballons portent un col étroit terminé par un robinet parfaitement rodé. L'un de ces ballons, hermétiquement fermé, reste constamment suspendu à un des plateaux de la balance; il sert de ballon compensateur, pour éviter les corrections provenant de l'air déplacé. (Voyez mon Mémoire sur la densité des gaz, page 125.) Dans l'autre ballon on comprime, au moyen d'une pompe foulante, de l'air sec, ou le gaz que l'on veut étudier.

On met ensuite ce ballon en communication avec le manomètre à air libre, pour mesurer la force élastique du gaz introduit, le ballon étant enveloppé de glace fondante ou maintenu dans la vapeur de l'eau en ébullition.

Lorsque la force élastique a été déterminée, on ferme

le robinet et on détache le ballon pour le peser, quand il est revenu à la température ambiante.

Pour éviter les changements de poids, qui pourraient résulter de l'altération de la surface extérieure des ballons métalliques, on les a fait dorer très-solidement par les procédés électrochimiques.

Les ballons sont construits depuis longtemps, mais je n'ai pu me procurer jusqu'à présent une balance pouvant peser des poids de 4 à 5 kilogrammes avec une exactitude suffisante. Je m'occupe en ce moment à faire construire à peu de frais une balance qui me permettra, j'espère, d'exécuter ces expériences avec la précision nécessaire.

Il me paraît d'ailleurs important que des expériences sur la compressibilité de l'air soient faites au moyen de cette méthode, pour répondre aux objections que l'on peut présenter contre le procédé que j'ai suivi dans mes premières expériences. On pourrait attribuer une partie des anomalies que j'ai reconnues sur l'air atmosphérique, à une action condensante de la surface du verre. A capacité égale, le tube cylindrique présente beaucoup plus de surface que l'enveloppe sphérique. Ainsi, dans nos expériences, le volume 1 occupé par le gaz est environ 237,7 centimètres cubes; la surface de la paroi est de 864,3 centimètres carrés. Une sphère de même capacité présente une surface de paroi égale à 241,5 centimètres carrés. Le rapport entre les deux surfaces pour des capacités égales est donc $\frac{864,3}{241,5} = 3,58$. Ainsi, l'action condensante de la surface, si elle existe, sera beaucoup plus sensible dans le tube que dans le ballon sphérique; et si l'on trouve des nombres sensiblement égaux dans les deux séries d'expériences,

on pourra en conclure que l'action condensante de la surface ne produit pas d'effet sensible.

J'ai disposé plusieurs autres appareils pour déterminer avec précision la compressibilité des gaz à différentes températures. L'appareil que je vais décrire, et qui est représenté planche II, *fig.* 20, s'applique principalement aux gaz qui s'écartent beaucoup de la loi de Mariotte, et que l'on n'a pas à étudier entre de grandes limites de pression.

Deux ballons en verre A, A', d'un litre environ de capacité, et à paroi un peu épaisse, sont maintenus l'un à côté de l'autre dans un vase rempli d'un liquide qui peut être porté à différentes températures, ou dans lequel on fait circuler de la vapeur d'eau. Ces deux ballons communiquent par la partie supérieure au moyen de deux tubes capillaires ab, $a'b'$. Un robinet R permet d'établir ou d'interrompre la communication à volonté.

Par la partie inférieure, les ballons communiquent à l'aide des tubes capillaires recourbés $cdef$ et $c'd'e'f'$, avec deux manomètres à mercure M et M', semblables à ceux que j'emploie ordinairement.

Le robinet R étant fermé, on fait le vide dans le ballon A, ce qui est facile par l'intermédiaire du robinet r, et l'on comprime au contraire de l'air dans le ballon A' en faisant fonctionner le robinet r'.

On amène les niveaux du mercure aux points de repère α et α' tracés sur les manomètres, et l'on détermine exactement les forces élastiques F et F' qui existent dans les deux ballons.

On ouvre maintenant le robinet R; l'équilibre de pression s'établit dans les deux ballons ; on fait couler le mercure du

manomètre M′, et l'on verse au contraire du mercure dans le manomètre M, de manière à maintenir les affleurements du mercure aux points de repère α et α'. La force élastique du gaz mesurée sur les deux manomètres est alors F″.

Si V et V′ représentent les capacités des deux ballons, y compris celles des tubes de communication jusqu'aux repères α et α', on a dans la première période

un volume V de gaz à la force élastique F
et un volume V′ — avec la force élastique F′.

Après le mélange, on devrait avoir, d'après la loi de Mariotte, un volume de gaz V + V′, avec une force élastique $\frac{VF + V'F'}{V + V'}$ que l'on peut comparer avec la force élastique observée F″.

Il est évident qu'il faut apporter aux éléments de ces observations une petite correction, qui tient à ce que les petits volumes de gaz renfermés dans les tubes capillaires et dans les petits espaces que le gaz occupe dans les tubes manométriques, sont à la température ambiante, au lieu de se trouver à la température du bain.

On peut faire des expériences sous de plus grandes pressions, au moyen de l'appareil représenté planche II, fig. 21.

Deux ballons A, A′, de 200 centimètres cubes environ de capacité, sont disposés dans un vase rempli d'un liquide que l'on peut porter à différentes températures; ils communiquent ensemble au moyen des tubes capillaires *def*, *d′e′f′*, que l'on réunit par la tubulure en cuivre *f*, mastiquée sur les deux tubes. Le ballon A est soudé à un tube recourbé *abcr*, terminé par un robinet *r*.

Le ballon A′ communique avec un manomètre à mercure *ghlk*, par l'intermédiaire du tube $a'b'c'f'$.

On comprime le gaz dans les ballons A, A′ par le tube *rcba*; on ferme ensuite le robinet *r*. On amène le mercure du manomètre à un repère α tracé sur le tube étroit *gi* du manomètre, et l'on mesure la hauteur H du mercure soulevé.

On verse maintenant du mercure dans le manomètre, de façon à remplir complétement le ballon A′ de mercure et à refouler le gaz du ballon A′ dans le ballon A. Le mercure est ainsi amené au niveau β du tube $d'e'$. On mesure la hauteur H′ du mercure soulevé dans le manomètre, au-dessus du niveau β.

Si l'on connaît les capacités des ballons A, A′, ainsi que les petits volumes occupés par le gaz dans les tubes étroits, il sera facile de comparer les volumes du gaz avec les pressions qu'il supporte.

Comme on peut faire varier à volonté les capacités des ballons A et A′, on peut étudier les lois de la compression, pour des rapports quelconques des forces élastiques H et H′.

Les tubes *gi* et $d'e'$ dans lesquels on amène le niveau du mercure en α et β, n'ont que 2 millimètres de diamètre; il est par conséquent nécessaire de tenir compte de la dépression capillaire qui a lieu dans ces tubes; mais l'erreur que cette correction peut amener, sera très-petite, parce que les hauteurs des colonnes de mercure que l'on mesure sont considérables.

La loi de Mariotte n'exprimant pas les relations qui existent réellement entre les volumes d'une même masse de gaz et les pressions qu'elle supporte, il convient de chercher s'il ne serait pas possible d'exprimer ces relations par une nouvelle loi. Malheureusement, cela paraît très-difficile dans

l'état actuel de nos connaissances; car cette loi doit être assez complexe, parce qu'elle dépend de plusieurs variables. Ainsi nous voyons par les expériences qui sont décrites dans ce mémoire, que la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ dépend :

1° De la pression initiale P_0 sous laquelle se trouve le volume V_0;

2° De la différence des pressions $(P_1 - P_0)$ que le gaz présente sous les volumes V_1 et V_0;

3° De la température à laquelle se trouve le gaz, lors même que l'on suppose que cette température est la même dans les deux cas. Le problème deviendrait encore bien plus complexe, si la température était différente dans les deux circonstances.

La fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ est évidemment trop complexe, pour qu'on puisse espérer de la trouver uniquement par la méthode expérimentale. Il est à désirer que les géomètres veuillent bien rechercher la forme de cette fonction, en développant, au moyen de l'analyse, quelques hypothèses faites sur les forces moléculaires; l'expérience fournira facilement les données nécessaires, pour calculer les constantes et pour soumettre les formules elles-mêmes à un critérium rigoureux.

La question devient plus simple, quand on suppose la température invariable, et c'est à ce seul cas que se rapportent les expériences qui font l'objet de ce mémoire. Celles-ci suffisent, en effet, pour résoudre directement plu-

sieurs questions qui ne seraient que des cas particuliers des formules générales dont je viens de parler.

J'ai commencé par exécuter une construction graphique, dans laquelle les pressions initiales P_0 sont prises pour abscisses, chaque division de l'échelle correspondant à un décimètre de mercure; les ordonnées sont les valeurs de la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$, $\frac{V_0}{V_1}$ étant égal à $\frac{1}{2}$; ce sont par conséquent les nombres inscrits dans les colonnes (9) des tableaux; chaque division de l'échelle verticale équivaut à la fraction 0,001 : de sorte que les ordonnées sont comptées sur une très-grande échelle.

Les courbes données par cette construction se trouvent sur la planche VIII. Les points déduits des observations sont marqués par des petites croix qui sont formées par l'intersection des deux coordonnées de ce point. Nous avons donné dans le précédent mémoire, la méthode générale au moyen de laquelle nous avons tracé, avec une grande exactitude, les deux coordonnées d'un point sur la planche en cuivre. Je me suis contenté de construire les moyennes des valeurs de la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ obtenues pour des pressions P_0 sensiblement égales, et qui forment une même série dans les tableaux.

Les points qui se rapportent à l'air atmosphérique sont marqués α;

Les points appartenant au gaz azote sont marqués β;

Les points qui se raportent au gaz hydrogène sont marqués γ, lorsqu'ils sont inscrits dans le tableau n° IV, et γ' quand ils appartiennent au tableau n° V.

Enfin, les points qui appartiennent au gaz acide carbonique sont notés δ.

L'axe des abscisses est la ligne Xy de la planche VIII pour l'air atmosphérique, l'azote et l'acide carbonique ; mais pour l'hydrogène, les quantités $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ étant négatives, les ordonnées devraient être portées au-dessous de cette ligne. J'ai supposé que la ligne des abscisses a été transportée parallèlement à elle-même, de Xy en $X'y'$, et c'est au-dessous de la ligne $X'y'$ que la courbe $\gamma\gamma'\gamma\gamma'$... se rapportant à l'hydrogène, a été construite.

On voit immédiatement, à l'inspection de la planche, que les points qui appartiennent à chaque gaz sont disposés avec une régularité satisfaisante, pour les valeurs de P_0 plus grandes que 2^m, c'est-à-dire, pour les abscisses qui dépassent la division 20. Les plus grandes irrégularités se présentent dans les petites valeurs de P_0. La raison en est bien simple : on peut admettre que les forces élastiques se mesurent à peu près avec la même précision absolue, quelles que soient les grandeurs de ces forces ; il en résulte nécessairement, que les erreurs d'observations produisent des variations beaucoup plus notables dans les valeurs du rapport $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)}$, pour les petites valeurs de P_0 que pour les grandes. Les erreurs deviennent d'ailleurs très-sensibles dans la construction gra-

phique, parce que les ordonnées sont comptées sur une très-grande échelle.

Les courbes diffèrent peu de la ligne droite; leur courbure est néanmoins sensible. La courbe du gaz acide carbonique tourne sa convexité vers l'axe des x, et l'ordonnée semble croître indéfiniment. Les courbes de l'air atmosphérique, de l'azote et de l'hydrogène tournent au contraire leur concavité vers cet axe; l'ordonnée $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ tend vers un maximum, lequel ne paraît même pas très-éloigné des pressions que nous avons pu atteindre dans nos expériences. Je ne pense pas néanmoins que ce soit un véritable maximum, à partir duquel l'ordonnée ira en décroissant, mais bien un *point d'inflexion*, dans lequel la courbe changera le sens de sa courbure et à partir duquel elle tournera sa convexité vers l'axe des x. Cette nouvelle allure de la courbe, semblable à celle que nous reconnaissons immédiatement sur le gaz acide carbonique, à partir de $P_0 = 2$, continuera jusqu'à la liquéfaction du gaz.

La courbe qui représente la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ pour l'air atmosphérique, le gaz azote et le gaz carbonique, dans des limites de température de 4° à 10°, présente probablement une forme semblable à la courbe AMN de la fig. 34, pl. II. Nos expériences sur l'azote et l'air atmosphérique se rapportent à la partie AB de la courbe; tandis que celles qui ont été faites sur le gaz acide carbonique, se rapportent à une portion prise sur la branche MN. Mais si les expériences sur

le gaz azote et sur l'air atmosphérique avaient pu être poussées jusqu'à des pressions beaucoup plus considérables, en opérant toujours à la même température, on aurait trouvé probablement une inflexion en un certain point M, et la branche MN dans laquelle l'accroissement de $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ va toujours en augmentant, représenterait la portion qui précède la liquéfaction du gaz. Il est clair d'ailleurs que la courbe change et se déplace avec les variations de la température.

La courbe, qui représente la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ pour le gaz hydrogène, me paraît devoir présenter une forme semblable à celle de la courbe A'B'M'N' de la fig. 34. Nos observations se rapportent à la portion A'B' de la courbe. Celle-ci présente un maximum en M', et à partir de là, la courbe se relève et coupe l'axe des x en un point P_0'', à partir duquel la fonction changera de signe et deviendra positive, comme cela a lieu, à la température ordinaire, pour les autres gaz connus; la même allure de la courbe continuera jusqu'à la liquéfaction du gaz.

Il est très-peu probable que l'on parvienne jamais à pousser les expériences assez loin, pour déterminer directement la véritable forme de ces courbes, au moins pour les gaz qui, tels que l'air, l'azote et l'hydrogène, résistent énergiquement à la liquéfaction. Mais il sera peut-être possible d'y parvenir pour des gaz moins permanents, surtout en choisissant les températures auxquelles il convient d'étudier leurs compressibilités.

Je n'ai pas fait d'expériences pour des valeurs de P_0 plus faibles qu'une atmosphère, parce que les observations ne présentent plus alors une précision suffisante : il en résulte que la portion de la courbe, comprise entre $P_0 = 0$ et $P_0 = 0^m,760$, n'est pas donnée par les observations directes. Il paraît naturel de prolonger les courbes de façon à les faire passer par l'origine; ce qui suppose que le gaz satisfait d'autant plus rigoureusement à la loi de Mariotte, qu'il est pris dans un plus grand état de dilatation. Il est difficile de décider ce point par les expériences, parce que celles-ci ne peuvent pas être étendues à des forces élastiques très-faibles, les mesures ne présentant plus une précision suffisante. Or, certaines considérations, fondées principalement sur la limitation des atmosphères des planètes, ont conduit plusieurs physiciens et géomètres à penser, que les gaz ne conservent pas indéfiniment leur élasticité, et que celle-ci cesse dans les états de très-grande dilatation (*). Cette limite, à laquelle l'élasticité d'un gaz cesse, varie nécessairement avec la température; elle doit correspondre à une dilatation extrême pour les gaz permanents, dans nos températures atmosphéri-

(*) Pour savoir comment l'existence de cet état final est une condition mécanique nécessaire à la limitation des atmosphères planétaires, voyez le mémoire de M. Biot intitulé : *Sur la vraie constitution de l'atmosphère terrestre déduite de l'expérience,* Additions à la Connaissance des temps de 1841, page 44 et précédentes. Voyez aussi un autre mémoire du même auteur : *Sur l'existence d'une condition physique qui assigne à l'atmosphère terrestre une limite supérieure d'élévation qu'elle ne peut dépasser.* (Mémoires de l'Académie des sciences, tome XVII, page 769.) Voyez enfin le Mémoire de M. Poisson, intitulé : *Supplément à la Théorie mathématique de la chaleur,* page 20.

ques, car nous avons souvent occasion de constater des forces élastiques d'une très-petite fraction de millimètre. On a regardé comme une confirmation de ce principe, cette expérience bien connue de M. Faraday : une feuille d'or suspendue dans un flacon, au fond duquel se trouve une couche de mercure, ne blanchit que jusqu'à une certaine hauteur au-dessus du niveau du liquide, si la température est très-basse, par exemple de 0°. Cette expérience montre en effet, qu'à de basses températures la vapeur mercurielle ne possède pas assez d'élasticité pour obéir à la loi de la diffusion des gaz. Mais, d'un autre côté, on peut déduire, je crois, de quelques expériences que j'ai faites pour déterminer la tension de la vapeur mercurielle et qui seront décrites dans le huitième mémoire, que l'on peut observer des forces élastiques extrêmement faibles de cette vapeur, et que celle-ci ne peut perdre son élasticité que lorsqu'elle est réduite à une ténuité extrême.

On peut conclure de là, que si les gaz permanents perdent réellement leur propriété élastique, cela ne peut avoir lieu, à la température ordinaire, que pour un état de dilatation extrême, probablement inappréciable à nos moyens d'observation. Or, à cette limite où l'élasticité cesse, nous aurons $\frac{P_1}{P_0} = \infty$; par suite :

$$\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 = -1.$$

Ainsi la courbe couperait l'axe des x en un point probablement très-voisin de l'origine ; elle descendrait ensuite rapidement au-dessous de cet axe ; les ordonnées prendraient

des valeurs négatives très-rapidement croissantes, jusqu'à leur valeur limite -1.

Il est digne de remarque que les valeurs de $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ données par l'expérience pour les petites valeurs de la pression initiale P_0, semblent prouver, en effet, que les courbes ne passent pas par l'origine des coordonnées. Elles montrent même qu'il existe pour l'acide carbonique un point d'inflexion dans la portion de la courbe comprise entre $P_0 = 1$ mètre et $P_0 = 2$ mètres (*voyez* la planche VIII), et qu'en deçà de ce point la courbe tourne sa concavité vers l'axe; malheureusement je n'ai reconnu ce fait, que lorsque mes appareils étaient démontés, sans cela j'aurais cherché à l'établir par un plus grand nombre d'observations. J'espère, au reste, y revenir dans de nouvelles recherches.

Les courbes de la planche VIII nous donnent les valeurs que prend la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$, pour toutes les valeurs de P_0 comprises entre 1 mètre et 10 mètres, lorsqu'on réduit une même masse de gaz, d'un volume V_0 à un volume $V_1 = \frac{1}{2} V_0$; mais il est facile de déduire de là, une formule d'interpolation qui donnera les valeurs que prend la fonction $\frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1$ lorsqu'un volume V_0 de gaz, sous une pression initiale $P_0 = 1^m$, est réduit à une fraction quelconque de son volume primitif $V_1 = \frac{V_0}{m}$.

Supposons, en effet, que l'on ait :

$$\text{pour } P_0 = 1^m \qquad \frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 = a.$$

$$P_0 = 2^m \qquad \frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 = a'.$$

$$P_0 = 4^m \qquad \frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 = a''.$$

$$P_0 = 8^m \qquad \frac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1 = a'''.$$

$\frac{V_0}{V_1}$ étant égal à $\frac{1}{2}$, les valeurs a, a', a'', a''' seront prises sur les courbes graphiques. Si l'on réduit un volume V_0 de gaz, ayant une force élastique de 1 mètre, à un volume $V_1 = \frac{1}{2} V_0$, on aura :

$$\frac{V_0}{V_1} = 2 \qquad \frac{\frac{1}{2}}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} = 1 + a.$$

Lorsqu'il sera réduit au quart :

$$\frac{V_0}{V_1} = 4 \qquad \frac{\frac{1}{4}}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} = (1 + a)(1 + a');$$

réduit au huitième :

$$\frac{V_0}{V_1} = 8 \qquad \frac{\frac{1}{8}}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} = (1 + a)(1 + a')(1 + a'');$$

réduit au seizième :

$$\frac{V_0}{V_1} = 16 \qquad \frac{\frac{1}{16}}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} = (1 + a)(1 + a')(1 + a'')(1 + a''').$$

. . . .

Si l'on pose en général

$$\frac{V_0}{V_1} = m \qquad \frac{m}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} = \frac{1}{r},$$

on pourra écrire :

$$\frac{r}{m} = 1 + A(m - 1) + B(m - 1)^2. \qquad (1)$$

Les coefficients A et B se calculeront, en forçant l'équation précédente à satisfaire aux résultats numériques qui correspondent à deux valeurs particulières de m, par exemple pour $m = 8$ et pour $m = 16$. On pourra ensuite calculer, au moyen de cette formule, ce que devient la force élastique d'un gaz, lorsqu'un volume 1 de ce gaz sous la pression initiale de 1 mètre de mercure, est réduit à un volume $\frac{1}{m}$ sans que sa température change.

J'ai calculé une formule de cette nature pour chacun des quatre gaz sur lesquels j'ai expérimenté.

Air atmosphérique.

Données prises sur la courbe.

P_0	$\left[\dfrac{\left(\dfrac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\dfrac{P_1}{P_0}\right)} - 1\right]$.
1$^{\text{mèt.}}$	0,00122
2	0,00230
4	0,00330
8	0,00550

On déduit de là :

pour
$$m = 2,\quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,00122} = 0,998782,$$
$$m = 4,\quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,003523} = 0,996490,$$
$$m = 8,\quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,006834} = 0,993212,$$
$$m = 16,\quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,012372} = 0,987780.$$

En calculant les constantes de la formule (1) avec les valeurs

$$m = 8,\quad \frac{r}{m} = 0,993212,$$
$$m = 16,\quad \frac{r}{m} = 0,987780,$$

on trouve :

$$\log A = \bar{3},0435120,$$
$$\log B = \bar{5},2873751,$$

et la formule est :

$$\frac{r}{m} = 1 - A(m-1) + B(m-1)^2.$$

Au moyen de cette formule j'ai calculé le tableau suivant :

m	$\frac{r}{m}$	Valeurs de $\frac{r}{m}$ prises sur la courbe.	Pressions P_1.
			m
1	1,000000	«	1,000000
2	0,998914	0,998782	1,997828
3	0,997867	«	2,993601
4	0,996858	0,996490	3,987432
5	0,995888	«	4,979440
6	0,994958	«	5,969748
7	0,994065	«	6,958455
8	0,993212	0,993212	7,945696
9	0,992397	«	8,931573
10	0,991622	«	9,916220
11	0,990884	«	10,899724
12	0,990186	«	11,882232
13	0,989526	«	12,863838
14	0,988905	«	13,844670
15	0,988323	«	14,824845
16	0,987780	0,987780	15,804480
17	0,987275	«	16,783675
18	0,986809	«	17,762562
19	0,986382	«	18,741258
20	0,985994	«	19,719880

Gaz azote.

Données prises sur la courbe.

P_0	$\left[\dfrac{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)} - 1\right]$.
1^{mèt.}	0,00075
2	0,00130
4	0,00245
8	0,00432

On déduit de là :

pour

$$m = 2, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1{,}00075} = 0{,}999250,$$

$$m = 4, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1{,}002051} = 0{,}997953,$$

$$m = 8, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1{,}004506} = 0{,}995514,$$

$$m = 16, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1{,}008845} = 0{,}991232.$$

En calculant les constantes de la formule (1) avec les valeurs

$$m = 8, \quad \frac{r}{m} = 0{,}995514,$$

$$m = 16, \quad \frac{r}{m} = 0{,}991232,$$

on trouve :

$$\log A = \bar{4}{,}8389375,$$
$$\log B = \bar{6}{,}8476020.$$

La formule est:

$$\frac{r}{m} = 1 - A(m-1) + B(m-1)^2.$$

Le tableau suivant a été calculé au moyen de cette formule:

m	$\frac{r}{m}$	Valeurs de $\frac{r}{m}$ prises sur la courbe.	Pressions P_t.
1	1,000000	«	1,000000
2	0,999317	0,999250	1,998634
3	0,998648	«	2,995944
4	0,997993	0,997953	3,991972
5	0,997352	«	4,986760
6	0,996725	«	5,980350
7	0,996113	«	6,972791
8	0,995514	0,995514	7,964112
9	0,994929	«	8,954361
10	0,994359	«	9,943590
11	0,993803	«	10,931833
12	0,993260	«	11,919120
13	0,992732	«	12,905516
14	0,992218	«	13,891052
15	0,991718	«	14,875770
16	0,991232	0,991232	15,859712
17	0,990760	«	16,942920
18	0,990302	«	17,825436
19	0,989859	«	18,807321
20	0,989429	«	19,788580

ACIDE CARBONIQUE.

Données prises sur la courbe.

P_0	$\left[\dfrac{\left(\dfrac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\dfrac{P_1}{P_0}\right)} - 1\right]$
1 mèt.	0,0086
2	0,0177
4	0,0365
8	0,0799

On déduit de là :

pour

$$m = 2, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,0086} = 0,99147,$$

$$m = 4, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,0177} = 0,97423,$$

$$m = 8, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,0365} = 0,93992,$$

$$m = 16, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{1,0799} = 0,87038.$$

Les constantes de la formule ont été calculées au moyen des deux valeurs :

$$m = 8, \quad \frac{r}{m} = 0,93992,$$

$$m = 16, \quad \frac{r}{m} = 0,87038,$$

ce qui a donné :

$$\log A = \bar{3},9310399,$$
$$\log B = \bar{6},8624721.$$

La formule est :

$$\frac{r}{m} = 1 - A(m-1) - B(m-1)^2.$$

Le tableau suivant a été calculé au moyen de cette formule :

m	$\frac{r}{m}$	Valeurs de $\frac{r}{m}$ prises sur la courbe.	Pressions P_1.
1	1,00000	«	1,00000
2	0,99146	0,99147	1,98292
3	0,98291	«	2,94873
4	0,97434	0,97423	3,89736
5	0,96576	«	4,82880
6	0,95716	«	5,74296
7	0,94855	«	6,63985
8	0,93992	0,93992	7,51936
9	0,93128	«	8,38152
10	0,92262	«	9,22620
11	0,91395	«	10,05345
12	0,90527	«	10,86324
13	0,89657	«	11,65541
14	0,88787	«	12,43018
15	0,87913	«	13,18695
16	0,87038	0,87038	13,92608
17	0,86163	«	14,64771
18	0,85286	«	15,35148
19	0,84407	«	16,03733
20	0,83527	«	16,70540

J'ai calculé, pour le gaz acide carbonique, une autre formule qui donne au contraire le rapport $m = \frac{V_0}{V_1}$ lorsque l'on connaît le rapport $\frac{P_1}{P_0} = x$.

Cette formule est:

$$m = x[1 + A(x-1) + B(x-1)^2].$$

Les constantes A et B ont été calculées au moyen des deux valeurs suivantes :

$$x = 7{,}51936, \qquad m = 8,$$
$$x = 12{,}92609, \qquad m = 16.$$

On a trouvé :

$$\log A = \bar{3}{,}9062318,$$
$$\log B = \bar{4}{,}4279971.$$

GAZ HYDROGÈNE.

Données prises sur la courbe

P_0	$\left[\dfrac{\left(\dfrac{V_0}{V_1}\right)}{\left(\dfrac{P_1}{P_0}\right)} - 1\right]$.
$1^{\text{mèt.}}$	0,99957
2	0,99890
4	0,99730
8	0,99420

On déduit de là :

pour $m = 2, \quad \dfrac{r}{m} = \dfrac{1}{99957} = 1{,}000430,$

$$m = 4, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{998470} = 1{,}001532,$$

$$m = 8, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{995780} = 1{,}004243,$$

$$m = 16, \quad \frac{r}{m} = \frac{1}{990000} = 1{,}010102.$$

Les constantes de la formule ont été calculées au moyen des deux valeurs :

$$m = 8, \quad \frac{r}{m} = 1{,}004243\,;$$

$$m = 16, \quad \frac{r}{m} = 1{,}010102\,;$$

on a trouvé ainsi :

$$\log A = \bar{4}{,}7381736,$$
$$\log B = \bar{6}{,}9250787,$$

et la formule est

$$\frac{r}{m} = 1 + A(m - 1) + B(m - 1)^2.$$

Le tableau suivant a été calculé au moyen de cette formule :

m	$\frac{r}{m}$	Valeurs de $\frac{r}{m}$ prises sur la courbe.	Pressions P_1.
1	1,000000	»	1,000000
2	1,000555	»	2,001110
3	1,001128	»	3,003384
4	1,001714	»	4,006856
5	1,002323	»	5,011615
6	1,002946	»	6,017676
7	1,003586	»	7,025102
8	1,004243	1,004243	8,033944
9	1,004916	»	9,044244
10	1,005607	»	10,056070
11	1,006314	»	11,069454
12	1,007038	»	12,084456
13	1,007778	»	13,101114
14	1,008536	»	14,119504
15	1,009310	»	15,139650
16	1,010102	1,010102	16,161632
17	1,010910	»	17,185470
18	1,011735	»	18,211230
19	1,012577	»	19,238963
20	1,013436	»	20,268720

Il sera convenable de ne pas employer ces formules pour des valeurs de P_1 qui dépassent notablement celles que nous avons pu obtenir dans nos recherches; car la formule parabolique, employée dans nos interpolations, diffère évidemment beaucoup de la courbe qui représente réellement le phénomène.

SEPTIÈME MÉMOIRE.

DE LA COMPRESSIBILITÉ DES LIQUIDES, ET EN PARTICULIER DE CELLE DU MERCURE.

Dans le mémoire précédent nous avons eu besoin de connaître la compressibilité du mercure, pour en tenir compte dans l'évaluation des forces élastiques exprimées par des colonnes de ce liquide : or il reste encore de grandes incertitudes sur la valeur numérique de cette donnée, et il m'a paru que l'on pouvait perfectionner notablement les méthodes qui ont été employées jusqu'ici pour déterminer les compressibilités des liquides, en utilisant une partie des appareils que j'avais à ma disposition.

Les physiciens qui se sont occupés avec le plus de succès de la compressibilité des liquides sont MM. Œrsted, Colladon et Sturm, et G. Aimé. Le procédé qu'ils ont employé consiste essentiellement à placer le liquide dans une espèce de thermomètre formé par un réservoir A d'une grande capacité, surmonté d'un tube capillaire *ab* ouvert par le haut, planche II, fig. 19. La tige *ab* porte des divisions dont on connaît la valeur par rapport à la capacité du réservoir A. Cet appareil, qui a reçu le nom de *piézomètre*, est placé dans une éprouvette en verre BC à parois très-épaisses, portant une garniture métallique supérieure que l'on peut mettre en

communication, d'un côté avec une pompe foulante à eau, et de l'autre avec un manomètre à air comprimé.

L'éprouvette BC étant remplie d'eau, si l'on fait agir la pompe foulante, on exerce une pression plus ou moins considérable dans l'intérieur de l'éprouvette. Le piézomètre éprouve cette compression à la fois sur ses parois internes et externes, et le liquide intérieur diminue de volume par suite de sa compressibilité. Le niveau α du liquide s'abaisse donc dans le tube divisé, et, d'après le nombre de divisions parcourues, on peut calculer la diminution de volume que le liquide a éprouvée sous une pression P mesurée sur le manomètre à air comprimé. Mais cette diminution de volume n'est que la diminution apparente; elle serait égale à la diminution absolue, si le piézomètre ne subissait aucun changement de capacité par l'effet des pressions intérieure et extérieure. M. Œrsted admet que ce changement est insensible, et qu'il ne peut provenir que de la diminution d'épaisseur, que la paroi du piézomètre éprouve en chaque point par les pressions qui s'exercent des deux côtés. Le calcul mathématique conduit à des résultats bien différents. Poisson a déduit de ses recherches sur l'élasticité, les formules qui s'appliquent au cas d'un réservoir sphérique d'un diamètre déterminé et d'une épaisseur donnée (*Annales de Chimie et de Physique,* 2e série, tome XXXVIII, page 330); il a fait voir également, que si l'on désigne par a l'allongement que subit un cylindre d'une matière quelconque homogène, lorsque l'une de ses bases est fixe et que l'autre est tirée dans le sens de la longueur par une force égale à P sur chaque unité de surface, la compression cubique k que subit ce même cylindre, lorsqu'il est soumis sur toute sa

surface à une pression égale à P sur chaque unité de surface, est représentée par

$$k = \frac{3a}{2}.$$

Les physiciens ont adopté en général les déductions du calcul mathématique, et ils supposent que le changement de capacité subi par le piézomètre est le même que celui qu'éprouverait, sous la même pression extérieure, une masse de verre ayant exactement la forme du liquide qui remplit le piézomètre : de sorte que pour obtenir la compressibilité absolue du liquide, il faut ajouter à la compressibilité apparente la quantité $\frac{3a}{2}.V$; V représentant la capacité intérieure du piézomètre.

M. Œrsted a cherché à mettre en évidence l'inexactitude de ces déductions mathématiques, en déterminant expérimentalement la compressibilité de l'eau dans deux réservoirs formés par des substances très-différemment extensibles, savoir, dans un réservoir en verre et dans un réservoir en plomb. Les compressibilités s'étant montrées très-peu différentes dans les deux cas, M. Œrsted (*) en conclut que la correction donnée par l'analyse mathématique n'est pas exacte, et que cette correction peut être négligée, quand les parois du piézomètre ont peu d'épaisseur.

(*) Les recherches de M. Œrsted ne me sont connues que par les notes qui ont été publiées dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, tome XXI, page 99, tome XXII, page 192, et tome XXXVIII, page 326. Je n'ai pas trouvé à Paris le tome IV des *Mémoires de la Société royale des sciences de Copenhague*, qui renferme les détails de ses expériences.

MM. Colladon et Sturm ont supposé, dans leurs calculs, que le coefficient de la compressibilité cubique de l'enveloppe était égal à trois fois le coefficient de l'allongement linéaire que produit, sur une règle de même matière, une traction égale sur l'unité de surface à la pression qui s'exerce sur l'unité de surface du piézomètre. (*Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, tome XXXVI, pages 113 et 225.)

M. G. Aimé a employé un piézomètre fondé sur les mêmes principes (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome VIII, page 257); mais, au lieu d'exercer la pression au moyen d'une pompe foulante à eau, il a utilisé les pressions naturelles que l'on obtient en descendant l'appareil à de grandes profondeurs dans la mer. Il a pu produire ainsi des pressions beaucoup plus considérables, que celles qui ont été obtenues par les physiciens qui se sont occupés des mêmes recherches. M. Aimé calcule le changement de capacité du piézomètre par la formule de M. Poisson.

On ne peut pas se dissimuler que les formules mathématiques, du genre de celles dont nous nous occupons, ne présentent de grandes incertitudes, par suite des hypothèses que l'on est obligé de faire sur les forces moléculaires, pour établir les équations différentielles du problème. Ces hypothèses s'éloignent probablement beaucoup de la réalité. Ainsi les géomètres admettent, que les molécules d'un corps solide se meuvent avec une égale facilité dans tous les sens, et qu'un déplacement égal, suivant une direction quelconque, développe toujours une force de réaction égale. Cette proposition est certainement inexacte, même dans les corps à cristallisation confuse. Il est très-probable qu'une molécule d'un corps solide éprouve des résistances

très-inégales dans ses déplacements en différents sens. On peut, jusqu'à un certain point, se représenter ces molécules, comme formant des espèces de systèmes articulés, chaque système prenant le mouvement qui lui est le plus facile, lorsqu'une pression s'exerçant à la surface extérieure du corps détruit l'équilibre moléculaire.

Il est donc très à désirer que l'expérience directe soit appelée à décider de l'exactitude des formules mathématiques. Au reste, en supposant même ces formules irréprochables, il resterait encore beaucoup d'incertitude, à cause de la manière dont on détermine ordinairement le coefficient de compressibilité k de l'enveloppe. Ce coefficient s'obtient en mesurant l'allongement que subit une tige de verre d'une longueur et d'une section connues, lorsqu'on la soumet à une traction déterminée. Il est difficile de répondre que la tige de verre employée pour cette expérience est de même nature que le tube qui forme le réservoir du piézomètre; et lors même que les deux verres proviendraient d'une même fonte, il faudrait encore admettre que le coefficient k est le même dans la tige pleine que dans le tube à parois minces, qu'il est le même dans le sens longitudinal que dans le sens transversal; en un mot, il faut que la substance vitreuse soit parfaitement homogène dans tous les sens, et qu'elle n'ait pas été influencée d'une manière irrégulière par le travail auquel elle a été soumise.

Les expériences qui ont été faites jusqu'ici par les divers physiciens sur l'élasticité du verre, ont donné des nombres très-différents, qui prouvent que cette élasticité varie considérablement avec la nature du verre. En désignant par P la charge par millimètre carré, par a l'allongement élastique

par mètre exprimé en millimètres, par q ce que l'on a appelé le *coefficient d'élasticité*, on a par définition $q = \frac{P}{a}$.

MM. Colladon et Sturm ont trouvé	$q = 10000$
Savart	$q = 6009$ à 6055
Wertheim et Chevandier ont trouvé pour le	
Verre à vitre de Saint-Quirin	$q = 7917$
Glace de Cirey	$q = 7015$
Verre à gobelèterie de Valéristhal	$q = 6890$
Cristal blanc de Baccarat	$q = 5477$

On déduit facilement de là les allongements produits sur une tige de 1 mètre de longueur, par une traction égale à 1 atmosphère; il suffit pour cela de poser $P = 0^k,010298$. Il vient pour les valeurs de a :

D'après MM. Colladon et Sturm		0,0000010298
Savart		0,0000017137 0,0000017007
Wertheim et Chevandier.	Verre à vitre de Saint-Quirin	0,0000013008
	Glace de Cirey	0,0000014680
	Verre à gobelèterie de Valéristhal	0,0000014946
	Cristal blanc de Baccarat	0,0000018822

et pour les compressibilités cubiques calculées par la formule

$$k = \frac{3}{2} a,$$

D'après MM. Colladon et Sturm		0,0000015447
Savart		0,0000025705 0,0000025510
Wertheim et Chevandier.	Verre à vitre de Saint-Quirin	0,0000019512
	Glace de Cirey	0,0000022020
	Verre à gobelèterie de Valéristhal	0,0000022419
	Cristal blanc de Baccarat	0,0000028233

Mais il est facile de disposer l'expérience de telle manière, qu'elle donne à la fois la compressibilité du liquide et celle de l'enveloppe qui le renferme.

Le vase BCD, fig. 18, planche II, dans lequel on exerce la compression, est un cylindre en cuivre de 2 millimètres d'épaisseur, ayant 12 centimètres de diamètre et 40 centimètres de hauteur. Ce vase est fermé par un couvercle en cuivre de 1 centimètre d'épaisseur, qui s'adapte au moyen d'un joint au minium sur un collier soudé au vase. Le couvercle porte trois tubulures : une tubulure centrale cc' dans laquelle on mastique le tube divisé ab du piézomètre A, et deux tubulures à robinet R et R'.

La tubulure R porte un disque d sur lequel on adapte, au moyen d'un joint au minium, un tube en plomb $efgh$ qui communique avec un grand réservoir dans lequel on comprime de l'air au moyen d'une pompe foulante. Ce réservoir, dont il sera parlé dans le mémoire suivant, est représenté en B sur les planches IV et VII, fig. 12.

Le tube de plomb gh se bifurque en g; la seconde branche gk porte à son extrémité une pièce en laiton à 2 robinets R'', R''', dont la tubulure inférieure se mastique sur le tube divisé du piézomètre.

Le vase BCD est rempli d'eau; on le maintient dans un grand vase MN également plein d'eau, qui empêche que la température du piézomètre ne puisse changer sensiblement pendant la durée d'une expérience.

Voici maintenant la manière d'opérer :

Première période. Le réservoir étant rempli d'air sous une pression déterminée qui est mesurée exactement au moyen du manomètre à air libre, les robinets R et R''' sont fermés,

les robinets R′ et R″ sont ouverts; le piézomètre se trouve soumis extérieurement et intérieurement à la pression de l'atmosphère. On note la position de l'extrémité de la colonne dans le tube divisé : je suppose qu'elle correspond à m divisions.

Deuxième période. On ferme le robinet R′ et l'on ouvre le robinet R ; la pression du réservoir à air s'exerce maintenant dans le vase BCD. Le piézomètre supporte extérieurement la pression P du réservoir à air, tandis qu'il ne supporte intérieurement que la pression p de l'atmosphère ; le réservoir diminue de capacité sous l'excès de la pression extérieure, et le liquide monte en m' dans le tube divisé. Ainsi, $m' - m$ représente la diminution de capacité intérieure qu'a subie le piézomètre sous la pression extérieure $P - p$.

Troisième période. Le robinet R′ restant fermé, et le robinet R ouvert, on ferme R″ et l'on ouvre R‴ ; la pression de l'air comprimé s'exerce à la fois, à l'extérieur du piézomètre, et à l'intérieur par le tube divisé ab ; la colonne liquide descend et s'arrête à m'' divisions. $m - m''$ représente donc la contraction apparente du liquide dans le piézomètre, lorsque la pression s'exerce à la fois à l'intérieur et à l'extérieur.

Quatrième période. On ferme le robinet R et l'on ouvre le robinet R′; l'intérieur du vase CBD est mis sous la pression de l'atmosphère ; le piézomètre supporte, à l'extérieur, la pression de l'atmosphère, et à l'intérieur la pression P de l'air comprimé du réservoir; la colonne liquide descend en m''', et l'effet produit se trouve représenté par $m - m'''$.

Cinquième période. Enfin, on ferme le robinet R‴ et l'on ouvre R″; l'intérieur et l'extérieur du piézomètre ne supportent plus que la pression de l'atmosphère; l'extrémité de la

colonne liquide doit revenir en m comme dans la première période, si la température n'a pas changé, et si le réservoir du piézomètre n'a pas subi de déformation permanente par les pressions auxquelles il a été soumis.

Il arrive quelquefois que la colonne liquide ne revient pas rigoureusement à son point de départ m, parce que la température a changé un peu pendant la durée des expériences; mais comme le déplacement n'est jamais que très-petit, on admet pour m, dans le calcul, la moyenne des positions des extrémités de la colonne dans les observations de la première et de la cinquième période.

Ainsi, dans cette manière d'opérer, on obtient trois observations qui donnent trois équations entre les deux inconnues μ et k. On peut donc déterminer directement la compressibilité μ du liquide et la compressibilité k de l'enveloppe, et il reste une équation de condition qui peut servir à éprouver quelques-unes des conséquences que l'on déduit des formules mathématiques.

L'emploi d'une atmosphère d'air comprimé pour exercer la compression, présente de grands avantages sur la compression opérée par une pompe foulante à eau, parce que les pressions sont alors parfaitement constantes, et qu'elles peuvent être mesurées avec une grande précision. En ouvrant les robinets lentement, on change les pressions graduellement; condition indispensable, car les variations brusques de pression amènent souvent des changements permanents dans la capacité du piézomètre.

M. Lamé, qui s'est beaucoup occupé de l'étude mathématique de l'élasticité, a bien voulu, à ma prière, déduire de ses équations les formules qui s'appliquent:

1° Au cas d'une enveloppe sphérique,

2° Au cas d'un cylindre creux terminé par des bases planes,

3° Enfin, au cas d'un cylindre creux terminé par deux bases hémisphériques.

Je transcris ici la note que cet habile géomètre m'a remise :

I. *Enveloppe sphérique.*

« Soient :

k la compressibilité cubique de la matière solide qui forme l'enveloppe;

R le rayon de la paroi interne;

R' celui de la paroi externe;

$V = \frac{4}{3}\pi R^3$ le volume du vide intérieur, quand aucune pression n'agit sur l'enveloppe, ou quand les deux faces de cette enveloppe sont soumises à une même pression p (celle de l'atmosphère, par exemple) que l'on prend pour point de départ, et au-dessous de laquelle on ne descendra pas ;

$N = \frac{R^3}{R'^3 - R^3}$, le rapport de V au volume solide de l'enveloppe ;

P la pression intérieure, P' la pression extérieure, ou les excès de ces pressions locales sur la pression primitive p;

Ω la dilatation totale du volume V, quand l'enveloppe, d'abord sans pression ou avec la pression p sur ses deux faces, vient à supporter les pressions effectives P et P'.

On a généralement :

$$\Omega = kV\left[NP - (N+1)P' + \frac{5}{4}(N+1)(P-P')\right],$$

et particulièrement pour

$$P' = 0, \quad \Omega = \frac{9N+5}{4}.kPV,$$

$$P = 0, \quad \Omega' = -\frac{9}{4}(N+1)kP'V,$$

$$P = P', \quad \Omega'' = -kPV.$$

Soient encore :

μ la compressibilité cubique du liquide contenu, rapportée, comme k, à l'unité de volume et à l'unité de pression ;

ω la diminution apparente du volume liquide V, quand une pression ou un excès de pression P s'exerce à l'intérieur seulement;

ω' l'augmentation apparente du volume liquide, quand la pression P existe à l'extérieur seulement;

ω'' la diminution apparente du volume liquide, quand la pression P s'exerce à la fois intérieurement et extérieurement.

On aura évidemment :

$$\omega'' = \mu PV - kPV,$$

d'où

(1) $$\mu PV = \omega'' + kPV.$$

La valeur particulière de Ω augmentée de μPV, ou d'après (1) de $\omega'' + kPV$, donnera ω ; on aura donc :

$$\omega = \frac{9N+5}{4} kPV + kPV + \omega'' = \frac{9(N+1)}{4} kPV + \omega'';$$

mais la valeur absolue de Ω' donne $\omega' = \frac{9(N+1)}{4} kPV$; on a donc :

(2) $$\omega = \omega' + \omega''.$$

(3) $$kPV = \frac{4\omega'}{9(N+1)};$$

d'où le tableau :

TABLEAU N° I.

$$kP = \frac{1}{V}\,\frac{4\omega'}{9(N+1)}, \quad \omega'' = \omega - \omega'.$$
$$\mu P = \frac{1}{V}\left[\omega'' + \frac{4\omega'}{9(N+1)}\right]$$

II. *Enveloppe cylindrique à bases planes.*

On suppose que les bases planes soient assez épaisses pour ne pas subir de déformations appréciables, sous les pressions éprouvées.

Soient k, R, R′, P, P′, définis comme ci-dessus ;

H la hauteur du cylindre intérieur;

$U = \pi R^2 H$ son volume ;

$M = \frac{R^2}{R'^2 - R^2}$ le rapport de U au volume de son enveloppe solide ;

Δ la dilatation totale définie comme Ω dans le cas de l'enveloppe sphérique.

On a généralement :

$$\Delta = kU\left[MP - (M+1)P' + \frac{5}{3}(M+1)(P-P')\right],$$

et particulièrement pour

$$P' = 0, \quad \Delta = \frac{8M+5}{3}kPU,$$
$$P = 0, \quad \Delta' = -\frac{8}{3}(M+1)kP'U,$$
$$P' = P, \quad \Delta'' = -kPU.$$

Soient encore μ, λ, λ', λ'' définis comme le sont plus haut

μ, ω, ω', ω'', en remplaçant V par U. On aura de la même manière les relations :

$$\mu PU = \lambda'' + kPU, \quad \lambda = \lambda' + \lambda'', \quad \lambda' = \frac{8(M+1)}{3} kPU.$$

D'où résulte le tableau :

TABLEAU N° 2.

$$kP = \frac{1}{U} \cdot \frac{3\lambda'}{8(M+1)}, \quad \lambda'' = \lambda - \lambda'.$$
$$\mu P = \frac{1}{U}\left[\lambda'' + \frac{3\lambda'}{8(M+1)}\right].$$

III. *Enveloppe cylindrique à bases hémisphériques.*

Soient k, R, R', P, P', V, U, N, M ayant les mêmes définitions que précédemment ;

$W = U + \pi R^2\left(H + \frac{4}{3}R\right)$ le volume total du vide intérieur composé du cylindre U, et des deux hémisphères, qui, réunis, forment la sphère V ;

Θ la dilatation totale définie comme l'est Ω dans le cas de l'enveloppe sphérique.

On doit avoir, à très-peu près, généralement :

$$\Theta = kU\left[MP - (M+1)P + \frac{5}{3}(M+1)(P-P')\right] + kV\left[\begin{array}{c} NP - (N+1)P' \\ + \frac{5}{4}(N+1)(P-P') \end{array}\right],$$

et particulièrement,

$$P' = 0, \quad \Theta = \left(\frac{8M+5}{3}U + \frac{9N+5}{4}V\right)kP,$$

$$P = 0, \quad \Theta' = -\left(\frac{8(M+1)}{3}U + \frac{9(N+1)}{4}V\right)kP',$$

$$P' = P, \quad \Theta'' = -kP(U+V) = -kPW.$$

Soient encore, μ, θ, θ', θ'' définis comme le sont μ, ω, ω', ω'' (§ 1), en remplaçant V par $W = U + V$.

On trouve de la même manière le tableau suivant.

TABLEAU N° III.

$$kP = \frac{\theta'}{\frac{8}{3}(M+1)U + \frac{9}{4}(N+1)V}, \quad \theta'' = \theta - \theta',$$

$$\mu P = \frac{\theta''}{U+V} + \frac{\theta'}{\frac{8}{3}(M+1)U + \frac{9}{4}(N+1)V}.$$

Ce tableau reproduit les deux précédents, en faisant successivement $U = 0$ et $V = 0$. »

Expériences sur la compressibilité de l'eau dans une enveloppe sphérique en cuivre rouge.

On rencontre de grandes difficultés à réaliser, dans la construction du piézomètre, les conditions admises dans l'analyse mathématique. Ainsi, dans le cas le plus simple de l'enveloppe sphérique, l'analyse suppose cette enveloppe parfaitement homogène, présentant partout une épaisseur égale; par suite elle admet que dans les changements de capacité opérés par diverses pressions, elle conserve toujours des

formes semblables. Ces conditions sont à peu près impossibles à remplir dans la pratique. Si l'on forme le piézomètre au moyen d'une boule soufflée à l'extrémité d'un tube de verre, on aura toujours des parois d'épaisseur très-variable qui occasionneront nécessairement des déformations notables, lorsque la boule sera soumise aux différentes pressions.

Le cas de l'enveloppe sphérique m'a paru pouvoir se réaliser plus exactement au moyen de boules métalliques.

J'ai fait construire deux boules en métal, l'une en cuivre rouge, l'autre en laiton. Ces boules sont formées par deux hémisphères travaillés au marteau, puis sur le tour, afin de leur donner aussi exactement que possible la même épaisseur sur tous les points. Les deux hémisphères sont réunis par une soudure à l'argent. Chacune de ces boules porte une petite tubulure dans laquelle s'engage à frottement un tube de verre divisé qui forme la tige du piézomètre. Ce tube est maintenu d'une manière invariable dans la tubulure au moyen de mastic.

On remplit ce piézomètre d'eau récemment bouillie, et, pour priver cette eau complétement d'air, on mastique l'extrémité supérieure du tube divisé dans un tube plus large rempli d'eau, et que l'on met en communication avec la machine pneumatique. En faisant le vide, on fait bouillir l'eau dans tout l'appareil à une température assez basse pour que le mastic ne puisse pas se ramollir, mais que l'on tient cependant un peu élevée en chauffant la boule avec une lampe à alcool. On maintient ces circonstances pendant quelque temps, pour être sûr que l'air a été expulsé complétement; puis on rétablit la pression de l'atmosphère. Lorsque le piézomètre est refroidi, on démonte l'appareil et l'on place le

piézomètre dans l'appareil à compression, comme il a été dit plus haut.

On a, pour la sphère en cuivre, les données suivantes, qui ont été déterminées avec beaucoup de soin :

Diamètre moyen extérieur de la sphère..... $59,^{mm}8$
Épaisseur moyenne de la paroi.............. $0,^{mm}765$
Capacité de la boule........... $V = 109,^{cc}11$
Volume de la paroi............ $u = 8,38$

Une division de la tige divisée renferme $0,^{gr}010271 = \alpha$ de mercure. On déduit de là :

$$N = \frac{V}{U} = 13,02,$$

$$\frac{\alpha}{V} = \frac{0,010271}{109,11 \,.\, 13,55} = 0,000006973.$$

Les formules qui s'appliquent à ce cas sont :

$$(1) \qquad \omega = \omega' + \omega'',$$

$$(2) \qquad kP = \frac{1}{V}\,\frac{4\omega'}{9(N+1)},$$

$$(3) \qquad \mu P = \frac{1}{V}\left[\omega'' + \frac{4\omega'}{9(N+1)}\right].$$

Le tableau n° I, page 446, renferme toutes les expériences qui ont été faites avec ce piézomètre.

La colonne n° 1 renferme les pressions en millimètres de mercure réduites à 0°, telles qu'elles ont été mesurées directement sur le manomètre à air libre. La colonne n° 2 renferme ces mêmes pressions exprimées en atmosphères.

La colonne n° 3 renferme les nombres de divisions $m'-m$ de la tige parcourus par l'extrémité de la colonne liquide, lorsque la pression ne s'exerce qu'à l'extérieur du piézomètre (2e période), $\omega' = \alpha\,(m'-m)$.

Dans la colonne 4 se trouvent inscrits les nombres de divisions $m - m''$ parcourus par la colonne liquide sous l'influence simultanée des pressions intérieure et extérieure (3ᵉ période) $\omega'' = \alpha\,(m - m'')$.

Dans la colonne 5 on inscrit les nombres de divisions $m''' - m$ parcourus par la colonne liquide sous l'influence de la pression intérieure seulement (4ᵉ période) $\omega = \alpha(m - m''')$.

La colonne n° 6 renferme les sommes $\omega' + \omega''$.

La colonne n° 7 renferme les compressibilités apparentes δ calculées au moyen de la formule

$$\delta P = \frac{\omega''}{V}.$$

Les colonnes 8 et 9 renferment les compressibilités absolues μ et k calculées au moyen des formules (3) et (2).

En comparant les nombres de la colonne (6) à ceux de la colonne n° 5, on voit que l'équation (1) $\omega = \omega' + \omega''$ se trouve toujours satisfaite, de sorte qu'il ne reste que deux équations différentes pour déterminer les deux inconnues k et μ.

Les nombres de la colonne n° 8 semblent annoncer que la compressibilité de l'eau va en diminuant sensiblement avec la pression ; mais on remarquera que les nombres de la colonne (9) qui donnent la compressibilité k de l'enveloppe sont moins réguliers que dans les tableaux suivants. Cette circonstance tient à ce que le cuivre rouge est un métal trop malléable, et peu élastique, qui subit très-facilement des déformations permanentes. Les expériences n'ont même pas pu être poussées, à cause de cela, au delà de 8 atmosphères.

TABLEAU N° I. — COMPRESSIBILITÉ DE L'EAU DANS UNE SPHÈRE EN CUIVRE ROUGE.

PRESSIONS		ACTION				COMPRESSIBILITÉ	COMPRESSIBILITÉS CALCULÉES d'après les FORMULES DE M. LAMÉ.	
en millimètres.	en atmosphères.	extérieure. ω'	intérieure et extérieure. ω''	intérieure. ω	$\omega' + \omega''$.	apparente. δ	μ	k
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
mm.	at.							
2130,51	2,8033	16,15	19,00	35,25	35,15	0,00004726	0,00004864	0,00000138
2129,64	2,8021	16,2	19,1	35,2	35,2	0,00004754	0,00004896	0,00000142
2127,87	2,7998	16,08	19,07	35,22	35,15	0,00004749	0,00004882	0,00000133
3323,68	4,3733	25,8	29,5	55,5	55,3	0,00004704	0,00004834	0,00000130
3320,49	4,3691	25,5	29,5	55,2	55,0	0,00004709	0,00004837	0,00000128
3316,83	4,3642	25,3	29,65	55,15	54,95	0,00004738	0,00004865	0,00000127
3315,05	4,3619	25,35	29,50	55,05	54,85	0,00004716	0,00004844	0,00000128
3321,49	4,3704	25,4	29,6	55,05	55,0	0,00004723	0,00004851	0,00000128
3323,53	4,3731	25,4	29,65	55,10	55,05	0,00004731	0,00004859	0,00000128
4326,40	5,6926	33,7	37,6	72,6	71,3	0,00004605	0,00004736	0,00000131
4319,04	5,6829	33,65	38,35	72,0	72,0	0,00004705	0,00004836	0,00000131
4311,60	5,6732	33,6	37,45	71,30	71,05	0,00004604	0,00004735	0,00000131
4305,82	5,6695	33,4	37,5	71,00	70,9	0,00004615	0,00004746	0,00000131
4300,16	5,6581	33,4	37,5	70,9	70,9	0,00004621	0,00004752	0,00000131
4909,08	6,4593	37,8	42,9	81,8	80,7	0,00004632	0,00004761	0,00000129
4904,16	6,4528	38,25	42,45	80,95	80,7	0,00004587	0,00004718	0,00000131
4900,08	6,4475	38,3	42,6	81,0	80,9	0,00004662	0,00004793	0,00000131
4895,24	6,4411	38,2	42,3	80,7	80,5	0,00004581	0,00004711	0,00000130
5972,58	7,8587	47,55	51,15	100,75	98,70	0,00004538	0,00004672	0,00000134
5962,54	7,8455	47,9	50,55	98,6	98,45	0,00004493	0,00004628	0,00000135
5946,96	7,8250	47,35	50,75	98,05	98,10	0,00004522	0,00004656	0,00000134
5921,50	7,7915	47,1	51,3	98,2	98,4	0,00004590	0,00004724	0,00000134
5911,60	7,7785	46,95	50,35	97,35	97,3	0,00004514	0,00004646	0,00000132
5899,42	7,8220	46,7	50,35	97,10	97,05	0,00004522	0,00004655	0,00000133
				Moyennes. .		0,000046392	0,000047709	0,000001317

On trouve, comme moyennes de toutes les observations, pour les compressibilités sous une atmosphère,

$$\mu = 0{,}000047709,$$
$$k = 0{,}000001317.$$

Les expériences d'allongements faites par M. Wertheim sur des fils de cuivre tirés par des poids à leurs extrémités, ont donné pour l'allongement produit sur une longueur d'un mètre, par une tension égale à une atmosphère,

Cuivre écroui et étiré (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome XII, page 420):

$$q = 12449, \quad \text{d'où} \quad a = \frac{P}{q} = \frac{0^k{,}0103}{12449},$$
$$= 0{,}000000828.$$

Cuivre écroui, étiré et recuit (page 421):

$$q = 10519;$$

d'où $a = 0{,}000000980$.

On déduit de ces deux résultats pour la compressibilité cubique :

1° Cuivre écroui et étiré........... $k = 0{,}000001242$
2° « écroui, étiré et recuit..... $k = 0{,}000001469$

L'expérience directe m'a donné $k = 0{,}000001317$, qui est sensiblement la moyenne entre les deux quantités calculées.

Il convient néanmoins de remarquer que le métal de notre boule devait s'approcher davantage de celui qui constituait le fil n° 2 de M. Wertheim.

Le coefficient k obtenu par nos expériences serait donc

plus faible que celui que l'on déduit de la mesure de l'allongement d'après la formule $k = \frac{3}{2} a$.

Expériences sur la compressibilité de l'eau dans une sphère en laiton.

On a pour cette enveloppe sphérique les données suivantes :

Diamètre moyen extérieur		$58{,}^{mm}9$
Épaisseur moyenne de la paroi		$0{,}^{mm}720$
Capacité de la boule	$V =$	$102{,}^{cc}71$
Volume de la paroi	$u =$	$7{,}66$

$$N = \frac{V}{u} = 13{,}408,$$

$$\frac{\alpha}{V} = 0{,}000007408.$$

Les résultats des expériences sont consignés dans le tableau n° II.

TABLEAU N° II. — COMPRESSIBILITÉ DE L'EAU DANS UNE SPHÈRE EN LAITON.

PRESSIONS		ACTION				COMPRESSIBILITÉ	COMPRESSIBILITÉS CALCULÉES avec les FORMULES DE M. LAMÉ.	
en millimètres. (1)	en atmosphères. (2)	extérieure. ω' (3)	intérieure et extérieure. ω'' (4)	intérieure. ω (5)	$\omega'+\omega''$ (6)	apparente. δ (7)	μ (8)	k (9)
1204,02	at. 1,5842	10,1	9,8	19,9	19,9	0,00004582	0,00004728	0,00000146
1203,52	1,5835	10,025	9,975	19,975	20,0	0,00004666	0,00004811	0,00000145
1202,74	1,5825	10,075	10,025	20,025	20,100	0,00004548	0,00004693	0,00000145
1846,62	2,4297	15,375	15,225	30,625	30,600	0,00004687	0,00004832	0,00000145
1846,38	2,4294	15,575	15,075	30,425	30,65	0,00004597	0,00004743	0,00000146
1845,70	2,4285	15,35	15,35	30,65	30,70	0,00004683	0,00004827	0,00000144
1844,68	2,4272	15,35	15,25	30,65	30,60	0,00004655	0,00004799	0,00000144
1843,94	2,4262	15,4	15,5	30,95	30,9	0,00004732	0,00004877	0,00000145
2453,91	3,2288	20,8	20,4	41,0	41,2	0,00004680	0,00004827	0,00000147
2452,70	3,2271	20,8	20,45	40,95	41,25	0,00004694	0,00004841	0,00000147
2451,00	3,2250	20,7	20,3	40,9	41,»	0,00004663	0,00004809	0,00000146
2449,64	3,2232	20,75	20,35	40,85	41,1	0,00004674	0,00004821	0,00000147
2448,24	3,2214	20,7	20,6	41,0	41,3	0,00004737	0,00004884	0,00000147
2446,90	3,2196	20,775	20,325	40,725	41,100	0,00004677	0,00004824	0,00000147
2445,70	3,2180	20,675	20,175	40,625	40,850	0,00004644	0,00004791	0,00000147
3060,35	4,0268	25,8	25,3	50,9	51,1	0,00004654	0,00004800	0,00000146
3058,49	4,0243	25,9	25,2	50,9	51,1	0,00004639	0,00004785	0,00000146
3056,49	4,0217	25,8	25,2	50,8	51,0	0,00004641	0,00004788	0,00000146
3054,39	4,0189	25,6	25,2	50,8	50,8	0,00004645	0,00004790	0,00000145
3598,78	4,7352	29,975	29,925	60,025	59,900	0,00004682	0,00004826	0,00000144
3597,02	4,7329	30,1	29,8	59,8	59,9	0,00004713	0,00004857	0,00000144
3599,36	4,7360	30,125	29,825	59,975	59,95	0,00004712	0,00004856	0,00000144
3598,80	4,7352	30,1	30,1	60,3	60,2	0,00004709	0,00004854	0,00000145
3595,85	4,7314	30,15	29,85	59,95	60,0	0,00004720	0,00004864	0,00000144
3592,87	4,7275	30,1	29,9	59,80	60,0	0,00004717	0,00004861	0,00000144
3591,26	4,7253	30,1	29,8	59,7	59,9	0,00004719	0,00004863	0,00000144

Suite du TABLEAU N° II. — compressibilité de l'eau dans une sphère en laiton.

PRESSIONS		ACTION				COMPRESSIBILITÉ	COMPRESSIBILITÉS CALCULÉES avec les FORMULES DE M. LAMÉ.	
en millimètres.	en atmosphères.	extérieure. ω'	intérieure et extérieure. ω''	intérieure. ω	$\omega'+\omega''$	apparente. δ	μ	λ
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
4235,40	at. 5,5729	35,5	35,»	70,4	70,5	0,00004718	0,00004862	0,00000143
4238,00	5,5763	35,6	34,7	70,3	70,3	0,00004728	0,00004871	0,00000143
4236,16	5,5739	35,25	34,95	70,15	70,2	0,00004685	0,00004828	0,00000143
4232,64	5,5692	35,45	34,85	70,15	70,3	0,00004715	0,00004858	0,00000143
4857,08	6,3909	40,4	40,0	80,9	80,4	0,00004683	0,00004826	0,00000143
4854,64	6,3877	40,5	40,1	80,5	80,6	0,00004697	0,00004840	0,00000143
4854,86	6,3880	40,5	39,9	80,6	80,4	0,00004696	0,00004839	0,00000143
4851,26	6,3832	40,35	39,9	80,5	80,25	0,00004682	0,00004825	0,00000143
4847,14	6,3804	40,35	39,8	80,35	80,15	0,00004684	0,00004827	0,00000143
5464,58	7,1902	45,3	44,8	90,8	90,1	0,00004667	0,00004809	0,00000142
5462,66	7,1877	45,25	44,80	90,6	90,05	0,00004667	0,00004809	0,00000142
5459,48	7,1835	45,575	44,575	90,525	90,15	0,00004699	0,00004841	0,00000142
5458, 0	7,1816	45,3	45,0	90,8	90,3	0,00004673	0,00004816	0,00000143
6403,58	8,4258	53,65	52,25	106,25	105,90	0,00004712	0,00004853	0,00000141
6396,50	8,4165	53,5	52,3	106,3	105,8	0,00004709	0,00004851	0,00000142
6389,82	8,4077	53,35	52,25	106,15	105,6	0,00004700	0,00004842	0,00000142
6382,23	8,3977	53,35	52,45	106,35	105,8	0,00004707	0,00004849	0,00000142
6974,51	9,1770	58,8	56,5	116,2	115,3	0,00004746	0,00004887	0,00000141
6959,35	9,1570	58,475	56,425	115,523	114,9	0,00004730	0,00004871	0,00000141
6931,83	9,1206	58,2	56,3	114,8	114,5	0,00004727	0,00004868	0,00000141
				Moyennes.....		0,000046847	0,000048288	0,000001440

On n'observe plus dans ce tableau une diminution sensible de la compressibilité avec l'augmentation de la pression. Les

nombres de la colonne nº 9 montrent au contraire un décroissement très-régulier de la compressibilité de l'enveloppe sphérique en laiton. Il convient aussi de remarquer que les expériences sont plus régulières avec la sphère de laiton qu'avec celle de cuivre. Cette circonstance tient sans aucun doute à la plus grande élasticité du laiton, qui, moins malléable que le cuivre rouge, subit plus difficilement des déformations permanentes.

Les moyennes des compressibilités sous la pression d'une atmosphère sont :

$$\mu = 0{,}000048288,$$
$$k = 0{,}000001440,$$

M. Wertheim a trouvé pour le coefficient d'élasticité du laiton (*Annales de Chimie et de Physique,* t. XII, p. 597)

$$q = 10163.$$

On en déduit pour l'allongement d'un fil, d'un mètre de longueur, sous une tension égale à une atmosphère, $a = 0{,}000001013$, et par suite

$$k = \frac{3}{2}a = 0{,}000001518.$$

Ce nombre est encore un peu plus fort que celui que nous avons déduit de nos expériences de compression.

Expériences sur la compressibilité de l'eau dans un piézomètre cylindrique en verre ordinaire.

Ce piézomètre est formé par un tube de verre ordinaire ayant 24 millim. de diamètre à son extrémité supérieure voisine de la tige, et $24^{mm},6$ à son extrémité inférieure. Sa longueur totale est de 233^{mm}. On a soudé à ce réservoir le tube divisé qui a servi pour les deux piézomètres métalliques.

On admet que ce piézomètre est formé par un cylindre ayant un diamètre extérieur moyen de $24^{mm},256$, une hauteur de $208^{mm},7$, et terminé par deux bases hémisphériques ayant un diamètre extérieur de $24^{mm},256$.

L'épaisseur des parois, supposée constante sur tous les points, a été calculée d'après le poids du réservoir, et la densité du verre déterminée directement; on a trouvé ainsi $e = 0^{mm},700$.

Les formules qui conviennent à ce cas sont les suivantes :

$$(1) \qquad \theta = \theta' + \theta'',$$

$$(2) \qquad kP = \frac{\theta'}{\frac{8}{3}(M+1)U + \frac{9}{4}(N+1)V},$$

$$(3) \qquad \mu P = \frac{\theta''}{U+V} + \frac{\theta'}{\frac{8}{4}(M+1)U + \frac{9}{4}(N+1)V}.$$

On a : rayon extérieur $R' = 12^{mm},128$

rayon intérieur $R = 10,728$

$$U = \pi R^2 H = 75^{cc},499, \quad U + V = 80^{cc},673,$$

$$V = \frac{1}{6}\pi R^3 = 5,174,$$

$$M = \frac{R^2}{R'^2 - R^2} = 3,598,$$

$$N = \frac{R^3}{R'^3 - R^3} = 2,248.$$

Le volume U + V a été en outre déterminé directement, en pesant le réservoir plein d'eau; on a trouvé ainsi :

$$U + V = 80^{cc},666$$

$$\frac{\alpha}{U+V} = 0,0000093893.$$

Le tableau n° III renferme les expériences faites sur la compressibilité de l'eau dans ce piézomètre.

TABLEAU N° III. — COMPRESSIBILITÉ DE L'EAU DANS UN TUBE CYLINDRIQUE EN VERRE ORDINAIRE.

PRESSIONS		ACTION				COMPRESSIBILITÉ apparente.	COMPRESSIBILITÉS CALCULÉES avec les FORMULES DE M. LAMÉ.	
en millimètres.	en atmosphères	extérieure. ω'	intérieure et extérieure. ω''	intérieure. ω	$\omega' + \omega''$	δ	μ	k
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
mm. 1929,45	at. 2,5387	7,6	12,1	19,6	19,7	0,00004474	0,00004710	0,00000236
1927,81	2,5366	7,6	12,4	19,8	20,0	0,00004588	0,00004824	0,00000236
1926,57	2,5350	7,7	12,2	19,8	19,9	0,00004502	0,00004740	0,00000238
2516,14	3,3107	10,075	15,425	25,325	25,5	0,00004374	0,00004614	0,00000240
2516,98	3,3118	10,2	15,5	25,5	25,7	0,00004394	0,00004637	0,00000243
2517,32	3,3123	9,95	15,75	25,55	25,7	0,00004465	0,00004702	0,00000237
2517,00	3,3118	10,00	15,7	25,7	25,7	0,00004451	0,00004689	0,00000238
2516,05	3,3106	9,9	15,75	25,7	25,65	0,00004465	0,00004701	0,00000236
3532,35	4,6478	13,95	22,15	36,15	36,10	0,00004474	0,00004711	0,00000237
3530,85	4,6458	13,95	22,25	36,25	36,20	0,00004496	0,00004733	0,00000237
3528,47	4,6427	13,925	21,675	35,675	35,6	0,10004384	0,00004621	0,00000237
3526,03	4,6395	13,90	21,85	35,75	35,75	0,00004427	0,00004663	0,00000236
3523,95	4,6368	14,00	21,75	35,65	35,75	0,00004404	0,00004641	0,00000237
4540,16	5,9739	17,875	28,325	46,325	46,20	0,00004451	0,00004688	0,00000236
4531,29	5,9622	17,9	28,7	46,5	46,6	0,00004519	0,00004756	0,00000237
4528,22	5,9582	17,975	28,025	45,975	46,00	0,00004416	0,00004654	0,00000238
4526,04	5,9553	18,00	27,95	45,90	45,95	0,00004407	0,00004645	0,00000238
4522,74	5,9510	17,95	28,00	45,85	45,95	0,00004416	0,00004654	0,00000238
5152,14	6,7791	20,4	31,8	52,15	52,2	0,00004404	0,00004641	0,00000237
5148,80	6,7747	20,35	31,85	52,25	52,2	0,00004415	0,00004652	0,00000237
5143,62	6,7679	20,375	32,025	52,375	52,4	0,00004444	0,00004681	0,00000237
5138,64	6,7613	20,3	31,9	52,1	52,2	0,00004429	0,00004666	0,00000237
5759,71	7,5786	22,8	35,5	58,3	58,3	0,00004399	0,00004636	0,00000237
5757,49	7,5717	22,75	35,65	58,35	58,4	0,00004420	0,00004657	0,00000237
5753,60	7,5705	22,725	35,775	58,475	58,5	0,00004436	0,00004673	0,00000237

SUITE DU TABLEAU N° III. — COMPRESSIBILITÉ DE L'EAU DANS UN TUBE CYLINDRIQUE DE VERRE ORDINAIRE.

PRESSIONS		ACTION				COMPRESSIBILITÉ	COMPRESSIBILITÉS CALCULÉES avec les FORMULES DE M. LAMÉ.	
en millimètres.	en atmosphères	extérieure. ω'	intérieure et extérieure. ω''	intérieure. ω	$\omega'+\omega''$	apparente. δ	μ	k
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
mm. 6528,38	at. 8,5900	25,95	40,35	66,05	66,30	0,00004410	0,00004648	0,00000238
6521,36	8,5807	25,95	40,15	65,95	66,10	0,00004393	0,00004631	0,00000238
6515,18	8,5726	25,85	40,2	65,9	66,05	0,00004402	0,00004640	0,00000238
6509,51	8,5651	25,75	40,15	65,75	65,90	0,00004401	0,00004638	0,00000237
7114,56	9,3612	28,1	44,1	72,1	72,2	0,00004423	0,00004660	0,00000237
7103,52	9,3467	28,1	43,9	72,0	72,0	0,00004410	0,00004647	0,00000237
7090,64	9,3298	28,1	43,85	71,95	71,85	0,00004412	0,00004649	0,00000237
8067,88	10,6156	31,8	49,5	81,1	81,3	0,00004378	0,00004611	0,00000237
7986,55	10,5086	31,65	49,35	81,00	81,00	0,00004409	0,00004645	0,00000236
7951,25	10,4622	31,65	49,15	80,55	80,80	0,00004412	0,00004651	0,00000239
7868,10	10,3528	31,3	48,4	79,4	79,7	0,00004390	0,00004628	0,00000238
				Moyennes...		0,000044304	0,000046677	0,000002368

On n'observe pas dans ces expériences de diminution avec la pression, ni de la compressibilité de l'eau, ni de celle de l'enveloppe. Elles donnent comme moyennes :

$$\mu = 0{,}000046677,$$
$$k = 0{,}000002368,$$

Ici, nous ne pouvons pas comparer la compressibilité cubique k du verre avec celle que l'on déduit, par le calcul, de l'observation de l'allongement α, parce que cette quantité varie entre de trop grandes limites suivant la nature du

verre, et qu'il serait nécessaire que l'allongement eût été déterminé directement sur le tube lui-même qui a servi pour la construction du piézomètre.

Les colonnes 7 de nos tableaux renferment les compressibilités apparentes de l'eau dans les trois piézomètres. Ces compressibilités ont été trouvées :

Piézomètre en cuivre rouge $\delta = 0{,}000046392$
« laiton. . . . . $\delta = 0{,}000046847$
« verre. . . . . $\delta = 0{,}000044304$

Ces nombres devraient être identiques si, conformément à l'hypothèse de M. Œrstedt, on pouvait admettre que la capacité du piézomètre ne change pas sensiblement sous l'influence simultanée des pressions intérieure et extérieure. Or ils présentent des différences très-notables qui dépassent beaucoup les limites des erreurs d'observation.

Si les formules analytiques, que nous avons employées dans le calcul des compressibilités absolues, s'appliquent bien aux conditions physiques du problème, il faut que les trois séries d'expériences faites sur la compressibilité de l'eau dans les piézomètres de cuivre rouge, de laiton et de verre, donnent la même valeur pour cette compressibilité.

Or nous avons obtenu :

Piézomètre en cuivre rouge $\mu = 0{,}000047709$
« laiton. . . . . $\mu = 0{,}000048288$
« verre. . . . . $\mu = 0{,}000046677$

Ces nombres présentent des différences moins grandes que celles que l'on a observées dans les compressibilités apparentes ; mais elles sont encore trop considérables, pour qu'on

puisse les attribuer aux erreurs d'observation. Ainsi, il faut admettre, ou bien que les formules mathématiques ne représentent pas exactement le phénomène, ou bien que nos expériences sont trop loin de réaliser les conditions admises dans l'établissement de ces formules.

Le calcul suppose en effet une régularité parfaite dans les enveloppes, et cette régularité est impossible à obtenir dans la construction des appareils. On s'en éloigne surtout dans le piézomètre en verre, pour lequel nous admettons que l'épaisseur de la paroi est égale en tous les points, même dans les calottes hémisphériques qui terminent le cylindre, hypothèse qui est certainement très-éloignée de la vérité. Ces appareils possèdent des parties plus faibles les unes que les autres; il doit en résulter nécessairement des déformations qui changent la figure du piézomètre, et produisent, par suite, des anomalies dans le changement de capacité (*).

Les expériences qui précèdent ne peuvent donc pas être considérées comme établissant l'exactitude des formules mathématiques; mais on ne peut pas non plus les regarder comme condamnant ces formules, parce que l'on peut attribuer les divergences à ce que les piézomètres que nous construisons, s'éloignent trop des conditions géométriques et

---

(*) La déformation de l'enveloppe sphérique peut donner facilement des erreurs notables. En effet, supposons qu'il y ait dilatation de l'enveloppe, mais dilatation entraînant changement de forme. La sphère étant de toutes les surfaces de même étendue superficielle celle qui a la plus grande capacité, si la surface ne reste plus sphérique, il pourra y avoir une diminution véritable de capacité, bien que l'enveloppe ait subi une extension.

physiques qui ont été admises dans l'établissement des formules.

Il serait facile de soumettre les formules analytiques à des épreuves plus décisives que celles que j'ai pu faire. Il conviendrait de déterminer la compressibilité de l'eau ou celle du mercure dans des piézomètres cylindriques formés par des tubes d'une même espèce de verre, mais d'épaisseurs très-différentes, et de faire varier entre de grandes limites les rapports entre les hauteurs des cylindres et les diamètres. En donnant aux cylindres des hauteurs très-grandes par rapport à leurs diamètres, on diminuera considérablement les anomalies produites par les irrégularités inévitables des extrémités du piézomètre.

Après avoir déterminé la compressibilité de l'eau dans un piézomètre cylindrique en verre, on peut l'ouvrir à son extrémité inférieure, introduire une tige pleine du même verre, ou un tube d'une épaisseur déterminée et scellé par les deux bouts, fermer de nouveau le piézomètre à la lampe et déterminer la compressibilité de l'eau dans ce nouvel appareil. En remplaçant la tige intérieure de verre par des cylindres de différents métaux, on pourra déterminer directement leur compressibilité cubique k; et si l'on a eu soin de mesurer l'allongement a que subit un mètre de longueur du même cylindre métallique, lorsqu'il est tiré dans le sens de sa longueur par un poids équivalent à la pression d'une atmosphère sur sa section, on pourra reconnaître avec toute rigueur si la formule $k = \frac{3}{2} a$ se vérifie par l'expérience.

On construira un piézomètre cylindrique avec un tube de verre d'un mètre de longueur, on remplira ce piézomètre de

liquide, et on déterminera directement l'allongement qu'il subit entre deux repères placés sur le tube, sous une traction déterminée. Cette expérience se fera facilement, en mastiquant les deux extrémités du réservoir dans deux tubulures à crochet; par l'un des crochets on attachera le tube à un support fixe, et à l'autre crochet on suspendra les poids qui produiront la traction. On observera simultanément l'allongement du tube et l'élévation de la colonne liquide dans le tube gradué du piézomètre, et l'on pourra s'assurer si ces deux quantités présentent entre elles les relations que l'on déduit du calcul mathématique. Ces relations sont les suivantes, d'après l'analyse de M. Lamé :

Nous supposons un cylindre creux et très-long par rapport à son diamètre, tiré dans le sens de sa longueur par un poids P.

Soient : L la hauteur du cylindre, ΔL l'allongement qu'il subit;

U le volume du vide intérieur, ΔU la dilatation cubique qu'il éprouve dans les conditions que nous avons spécifiées;

p la traction par millimètre carré de la section de l'enveloppe, que produit le poids P.

On aura, d'après la théorie, les formules :

$$\frac{1}{2}\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta U}{U} = \alpha p.$$

Donc, si l'on divise d'une part l'allongement du cylindre par sa hauteur, et si d'autre part l'on divise l'accroissement du volume par ce volume, on obtiendra deux fractions dont *la première sera double de la seconde.* En divisant la dernière fraction par la traction p, on obtiendra un nombre α

qui ne doit pas changer, lorsqu'on fait varier le poids P; α sera le coefficient de l'expansion cubique produite dans ce genre d'expérience ou la *moitié* du coefficient de la dilatation linéaire observée.

On soumettra ensuite le même cylindre à une pression extérieure sur toute sa surface et l'on mesurera l'élévation que subit le liquide dans le tube divisé. Supposons que cette pression sur chaque millimètre carré soit représentée par p.

Soient : R le rayon intérieur, R' le rayon extérieur ;
$\Delta' U$ la contraction totale du volume U ;
M le rapport de U au volume de l'enveloppe solide ou $M = \frac{R^2}{R'^2 - R^2}$.

On aura

$$\frac{\Delta' U}{U} = 8 (M + 1) \alpha p,$$

ou bien

$$\Delta' U = 8 (M + 1) \Delta U.$$

C'est-à-dire que la contraction totale, dans cette nouvelle expérience, devra être égale à la dilatation totale observée dans l'expérience précédente (lorsque le cylindre était seulement tiré dans le sens de sa longueur par une traction égale à p sur chaque millimètre carré de la section), multipliée par le nombre $8 (M + 1)$.

Les déterminations de la compressibilité d'un même liquide dans des piézomètres formés par des matières différentes, comme M. Œrsted l'a proposé le premier, sont aussi très-convenables pour éprouver les formules mathématiques : c'est même dans ce but que j'avais entrepris les expériences avec les sphères de cuivre rouge et de laiton ; malheureusement ces expériences sont peu concluantes, parce que les compressibilités de ces deux métaux diffèrent trop peu. Les expé-

riences avec des piézomètres formés par des métaux beaucoup plus compressibles, tels que le plomb et l'étain, présentent peu de garantie d'exactitude; parce que ces métaux mous subissent trop facilement des déformations permanentes, et s'éloignent complétement, à cause de cela, de l'état physique qui a été supposé dans l'établissement des formules.

Toutes les conditions expérimentales que je viens d'énumérer, peuvent être exprimées facilement au moyen des formules; celles-ci pourront donc être soumises à un grand nombre d'épreuves qui décideront si elles peuvent être admises ou si elles doivent être rejetées.

Le temps ne m'a pas permis d'exécuter des recherches aussi considérables; les physiciens m'excuseront de m'être étendu si longuement sur ce sujet, sans produire d'expériences plus décisives. Je ne publie ces observations, que dans le but d'appeler l'attention des expérimentateurs sur cette partie de la physique générale, et dans l'espoir qu'elles pourront être de quelque utilité à ceux qui voudront en faire une étude spéciale.

Expériences sur la compressibilité du mercure.

La détermination de la compressibilité absolue du mercure était le but principal de ce travail, on a employé pour cette recherche le piézomètre en verre qui a servi aux expériences du tableau n° III. On n'a d'ailleurs rien changé à la manière d'opérer.

Les résultats des expériences sont consignés dans le tableau n° IV.

TABLEAU N° IV. — COMPRESSIBILITÉ DU MERCURE DANS LE RÉSERVOIR CYLINDRIQUE EN VERRE.

PRESSIONS en millimètres. (1)	PRESSIONS en atmosphères. (2)	ACTION extérieure. ω' (3)	ACTION intérieure et extérieure. ω'' (4)	ACTION intérieure. ω (5)	ω' + ω'' (6)	COMPRESSIBILITÉ apparente. δ (7)	COMPRESSIBILITÉS CALCULÉES avec LES FORMULES DE M. LAMÉ. μ (8)	k (9)
mm.	at.							
2535,98	3,3368	10,15	0,45	10,45	10,60	0,00000127	0,00000367	0,00000240
2534,36	3,3347	10,15	0,45	10,45	10,60	0,00000127	0,00000367	0,00000240
2533,72	3,3338	10,15	0,35	10,3	10,50	0,00000099	0,00000339	0,00000240
2531,82	3,3326	10,1	0,5	10,4	10,6	0,00000141	0,00000379	0,00000239
2530,22	3,3292	10,1	0,4	10,3	10,5	0,00000113	0,00000352	0,00000239
4262,62	5,6087	17,05	0,65	17,45	17,7	0,00000109	0,00000349	0,00000240
4255,65	5,5995	16,875	0,725	17,625	17,6	0,00000122	0,00000360	0,00000238
4251,55	5,5941	16,95	0,70	17,45	17,65	0,00000117	0,00000355	0,00000238
4225,48	5,5598	16,6	0,80	17,45	17,4	0,00000135	0,00000371	0,00000236
4217,67	5,5495	16,6	0,7	17,05	17,3	0,00000118	0,00000354	0,00000236
4209,66	5,5390	16,65	0,55	17,05	17,2	0,00000093	0,00000330	0,00000237
5394,29	7,0978	21,25	0,85	22,05	22,10	0,00000112	0,00000348	0,00000236
5381,92	7,0815	21,2	0,9	21,9	22,1	0,00000119	0,00000355	0,00000236
5372,61	7,0692	21,1	0,85	21,85	21,95	0,00000113	0,00000349	0,00000236
5361,94	7,0549	21,075	0,825	21,775	21,90	0,00000110	0,00000346	0,00000236
6756,05	8,8895	26,5	1,1	27,5	27,6	0,00000116	0,00000352	0,00000236
6741,24	8,8832	26,55	1,05	27,45	27,6	0,00000111	0,00000347	0,00000236
6715,90	8,8367	26,55	1,00	27,3	27,55	0,00000109	0,00000342	0,00000236
7300,25	9,6056	28,8	1,1	29,75	29,9	0,00000108	0,00000345	0,00000237
7281,80	9,5813	28,75	1,05	29,65	29,8	0,00000103	0,00000340	0,00000237
7266,78	9,5615	28,7	1,1	29,6	29,8	0,00000108	0,00000345	0,00000237
7251,05	9,5408	28,65	1,1	29,55	29,75	0,00000108	0,00000345	0,00000237
				Moyennes =		0,000001234	0,000003517	0,000002374

Les valeurs de k de la compressibilité de l'enveloppe vitreuse sont exactement les mêmes que celles qui ont été trouvées dans les expériences sur l'eau, page 454; cette circonstance est une preuve de l'exactitude des observations.

La compressibilité apparente du mercure dans le verre est extrêmement petite, ce qui rend sa détermination exacte très-difficile; aussi observe-t-on dans la colonne n° 7 des variations qui sont assez considérables, quand on les compare à la valeur absolue de la quantité que l'on veut déterminer.

La compressibilité absolue $\mu = 0,000003517$ présente nécessairement un peu d'incertitude provenant de la correction qu'il faut lui faire subir pour le changement de capacité de l'enveloppe.

La compressibilité du mercure, sous une charge égale au poids d'une colonne de mercure d'un mètre, est

$$\mu' = 0,000004628.$$

SUR LA CHALEUR DÉGAGÉE PAR LA COMPRESSION DE L'EAU.

Nous aurons besoin de connaître, dans un des mémoires suivants, la quantité de chaleur qui se dégage par la compression de l'eau, ou plutôt de savoir si cette quantité est assez notable pour qu'il soit nécessaire d'y avoir égard. On sait que dans les expériences qui ont été faites jusqu'ici, on a trouvé que cette quantité était à peine sensible. L'expérience que je vais décrire, exécutée par des moyens différents, conduit à un résultat semblable.

L'appareil thermométrique est une petite pile thermo-

électrique composée de cinq couples fer et cuivre formés par des fils de fer et de cuivre soudés à leurs extrémités et réunis en faisceau. L'un des pôles de cette pile est maintenu au milieu du vase en cuivre A, *fig.* 18; le faisceau des fils métalliques traversant la tubulure cc' dans laquelle il se trouve mastiqué. L'autre pôle plonge dans un grand vase B plein d'eau, dont on peut changer la température à volonté.

Le vase A est rempli d'eau. La pile thermoélectrique communique avec un galvanomètre très-sensible, dont le cadran, ayant 15 centimètres de diamètre, est divisé en quarts de degré. Une différence de température de 1° centigrade entre les deux soudures produit une déviation de 4° sur le cadran du galvanomètre. Il est facile d'apprécier avec certitude un quart de division du cadran, c'est-à-dire, $\frac{1}{16}$ de degré qui correspond à une différence de température de $\frac{1}{64}$ de degré centigrade. Ce galvanomètre est celui qui m'a servi dans mes expériences thermoélectriques. (*Voyez* page 247.)

Le vase A, convenablement disposé, a été mis en communication avec notre réservoir à air, dans lequel on avait porté la pression à 10 atmosphères. L'aiguille du galvanomètre ayant été amenée rigoureusement au zéro, en élevant convenablement la température du vase B, on a ouvert brusquement le robinet R, de manière à exercer subitement la pression de 10 atmosphères sur l'eau du vase A. Si la chaleur dégagée était sensible, l'index de l'aiguille devait marcher sur le cadran. En fermant immédiatement le robinet R et ouvrant le robinet R', on supprimait la pression qui s'exerçait sur l'eau, et l'index devait revenir au zéro.

Ces expériences ont été répétées un grand nombre de

fois; les déplacements de l'index n'ont jamais dépassé le quart d'une division du cadran. On s'est assuré d'ailleurs de la parfaite mobilité de l'aiguille : quelques gouttes d'eau chaude versées dans le vase B produisaient immédiatement des déplacements très-sensibles de l'index.

Je conclus de ces expériences, que la chaleur dégagée par une pression subite de 10 atmosphères sur l'eau, est incapable d'élever sa température de $\frac{1}{50}$ de degré centigrade.

HUITIÈME MÉMOIRE.

DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR D'EAU AUX DIFFÉRENTES TEMPÉRATURES (*).

Les forces élastiques de la vapeur d'eau aux différentes températures ont occupé un si grand nombre de physiciens, que l'on pourrait croire qu'il ne doit rester sur leurs valeurs numériques que de bien faibles incertitudes. Il n'en est cependant pas ainsi, comme il est facile de le reconnaître en comparant les résultats qui ont été publiés par les divers expérimentateurs; on remarque des différences très-grandes, même entre les limites des températures atmosphériques, et il est impossible de décider quels sont les nombres qui doivent être préférés.

Je ne m'arrêterai pas à retracer l'historique de toutes les recherches qui ont été faites sur ce sujet; les plus importantes sont connues de tous les physiciens, et j'aurai occasion, en décrivant mes propres expériences, de discuter les méthodes qui ont été suivies par mes devanciers.

Je me bornerai à indiquer les noms des physiciens qui ont publié des recherches sur cette question :

Achard, *Mémoires de l'Académie de Berlin* pour 1782, p. 3.

Gren, *Nouveau journal de Physique,* tome I, page 184.

(*) La première partie des expériences contenues dans ce mémoire a déjà été publiée en 1844, *Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. XI, p. 273.

Dalton, *Mémoires de la Société de Manchester,* tome XV, 3e partie, page 409.

Christian, *Mécanique industrielle,* tome II, page 225.

Arzberger, *Annuaire de l'institution polytechnique de Vienne,* tome I, page 144.

Watt, *Mechanical Philosophy de Robison,* édition de Brewster, tome II, page 29.

Robison, *Mech. Philosop.,* tome II, page 23.

Bétancourt, *Mémoire sur la force expansive de la vapeur.*

Schmidt, *Nouveau journal de Gren,* tome IV, page 151.

Bicker, *Annales de Gilbert,* tome X, page 257.

Southern, *Mech. Philos. de Robison,* tome II, page 170.

Dalton, *Mémoires de la Société de Manchester,* tome V, 2e partie, page 553.

Ure, *Transactions philosophiques* pour 1818, page 338.

Gay-Lussac, *Traité de Physique de Biot,* tome I, page 287.

August, *Annales de Poggendorff,* tome V, page 344.

Kæmtz, *Traité de Météorologie,* tome I, page 290.

Taylor, *Philosophical Magazine,* 1822, page 453.

En 1823, une commission fut chargée par l'Académie des sciences, sur la demande du ministre de l'intérieur, de procéder à de nouvelles expériences sur les forces élastiques de la vapeur d'eau à de hautes températures. Ces expériences furent exécutées par MM. Dulong et Arago, à l'aide d'appareils de dimensions considérables et avec tous les moyens de précision de la science moderne. Le travail de ces physiciens fut présenté à l'Académie des sciences le 30 novembre 1829 (*);

(*) *Mémoires de l'Institut,* tome X, page 194, et *Annales de Chimie et de Physique,* tome XLIII, page 74.

il comprend l'étude des forces élastiques de la vapeur aqueuse depuis une atmosphère jusqu'à 24 atmosphères, et s'étend beaucoup au delà des limites que les physiciens avaient atteintes jusque-là.

A peu près vers la même époque, une commission de savants américains, sur la demande du secrétaire de la trésorerie des États-Unis, se livrait à des expériences de la même nature, et par des procédés à peu près semblables à ceux qui avaient été employés par les académiciens français. Ces expériences embrassent une étendue beaucoup moins considérable, car elles ne vont que jusqu'à 10 atmosphères. Malheureusement elles ne présentent pas une concordance satisfaisante avec celles des savants français. La courbe construite sur les observations américaines est plus basse que celle de MM. Dulong et Arago dans la partie inférieure de l'échelle; elle la coupe vers le milieu de l'échelle, et s'élève ensuite au-dessus. Vers 10 atmosphères, il y a déjà une différence de 0,65 atmosphère (*).

(*) Les expériences de la commission américaine n'ont été publiées dans aucun recueil français; j'en donne ci-après un extrait que j'ai pris dans l'*Encyclopédie britannique*, tome XX, page 588.

« Sur la demande de l'honorable S. D. Ingham, secrétaire de la trésorerie des États-Unis, une commission de l'Institut de Franklin, de l'État de Pensylvanie, fut désignée pour examiner *les causes des explosions des bouilleurs employés dans les chaudières des bateaux à vapeur, et pour aviser aux moyens les plus efficaces pour prévenir les accidents*, *ou pour diminuer l'étendue de leurs effets désastreux*.

Des fonds furent mis à la disposition des commissaires par la chambre des représentants; la commission fut composée de savants et de praticiens, afin de donner une puissante autorité à ses conclusions. Cette commission

Cette divergence entre les résultats obtenus par les deux commissions est très-fâcheuse, parce qu'elle laisse planer encore l'incertitude sur une question qui aurait été regardée

---

fut constituée le 1er novembre 1830; elle était composée du professeur Alex. Dallas Bache, de M. Benjamin Reeves, de MM. W. H. Keating, M. W. Balwin, S. V. Berrick et Isaiah Suckens.

Parmi les diverses questions qui furent étudiées par la commission, pour satisfaire à ce programme, se trouve la recherche des forces élastiques de la vapeur d'eau aux diverses températures.

Le bouilleur employé par la commission était formé par un cylindre en tôle de 12 pouces de diamètre intérieur, de 2 pieds 10 pouces 1/4 de longueur intérieure et de 1/4 de pouce d'épaisseur. Les fonds de ce bouilleur étaient rivés à la manière ordinaire.

Le bouilleur était placé horizontalement dans un fourneau, de manière à ce que la surface de chauffe s'étendît à peu près sur la moitié du cylindre. Le fourneau était disposé pour y brûler du charbon de bois; la grille s'étendait sous toute la longueur du bouilleur.

Afin de pouvoir examiner avec facilité l'intérieur du bouilleur pendant le cours des expériences, chacun des fonds était muni d'une fenêtre de glace formée par une plaque de verre de 3/8 de pouce d'épaisseur. Le bouilleur était alimenté d'eau au moyen d'une petite pompe foulante établie auprès du fourneau.

La force élastique de la vapeur était mesurée au moyen d'un manomètre à air comprimé, établi sur le même support que la pompe foulante, de sorte que le même expérimentateur pouvait observer les indications du manomètre et veiller au travail de la pompe.

Le bouilleur était muni d'une soupape de sûreté et d'une rondelle fusible.

Le manomètre à air consistait en un tube de verre de 26,43 pouces de long. Son extrémité supérieure était fermée, et son extrémité inférieure ouverte était adaptée dans une virole en fer, terminée par une partie plate, au moyen de laquelle le tube manométrique s'ajustait d'une

comme définitivement résolue, si les deux séries d'expériences avaient conduit à des résultats concordants.

Une circonstance imprévue rendait d'ailleurs de nouvelles

---

manière hermétique sur un réservoir en fonte qui renfermait le mercure. Ce réservoir était muni de deux tubulures : dans l'une passait le tube manométrique, et la seconde établissait la communication avec le bouilleur.

Le tube manométrique n'étant pas rigoureusement cylindrique, on en fit un calibrage, en introduisant dans ce tube des mesures égales d'air. Cette opération fut répétée un grand nombre de fois jusqu'à ce que les marques faites pour des volumes égaux, sur une échelle de papier collée sur le tube, coïncidassent exactement dans les divers essais. Cette échelle en papier servit ensuite pour construire l'échelle en laiton qui fut adaptée au manomètre.

A mesure que le mercure du réservoir s'élève dans le tube manométrique, le niveau du réservoir se déprime; on a déterminé par des expériences préliminaires la valeur de cette dépression dans chaque cas.

L'air du manomètre avait été desséché récemment, en laissant cet air séjourner pendant longtemps dans un tube de même longueur que le manomètre, et qui renfermait des fragments de chlorure de calcium. On avait ensuite fait passer cet air sec à travers le mercure dans le tube manométrique. Ce dernier tube fut placé sur un bain de mercure, sous le récipient d'une machine pneumatique, et, en faisant le vide, on a fait sortir du tube une quantité d'air telle, qu'en restituant la pression atmosphérique dans le récipient, le mercure s'éleva dans le tube de verre au-dessus de la garniture en fer qui le terminait. On mit ensuite en place le tube manométrique dans son réservoir, et l'on ajusta l'échelle après l'observation du baromètre et du thermomètre.

On maintenait à une basse température le tuyau qui établissait la communication entre le réservoir du manomètre et le bouilleur, de sorte que ce tuyau restait rempli d'eau, ce qui ajoutait sur le mercure du réservoir la pression d'une colonne d'eau qu'il était facile d'évaluer. On avait, par

expériences nécessaires. A l'époque où MM. Dulong et Arago s'occupaient de leur travail, tous les physiciens admettaient que deux thermomètres à mercure qui ont été gradués pour leurs points fixes dans la glace fondante et dans la vapeur de

---

conséquent, tous les éléments nécessaires pour calculer la force élastique de la vapeur d'après les observations du manomètre. Le tube manométrique et son échelle étaient d'ailleurs enveloppés par un manchon en verre, dans lequel on faisait circuler un courant d'eau dont la température était donnée par un petit thermomètre.

Les thermomètres destinés à donner la température de la vapeur portaient des échelles métalliques. Les réservoirs de ces thermomètres plongeaient dans des tubes en fer bouchés à leur extrémité inférieure et remplis de mercure; l'un de ces tubes descendait jusqu'au milieu de l'eau de la chaudière, l'autre restait dans la chambre de vapeur. Les tiges des thermomètres et leurs échelles étaient maintenues dans des manchons en verre, dans lesquels circulait de l'eau dont la température était donnée par de petits thermomètres fixés sur l'échelle métallique, sur la face opposée à la graduation. Ces manchons étaient maintenus à une température d'environ 60° F., ce qui était facile en réglant convenablement le courant d'eau.

Les thermomètres avaient été vérifiés au sortir des mains du fabricant, en se servant des points fixes donnés par l'ébullition de l'eau et par la fusion de l'étain. La plus grande erreur, entre les limites de température que nous venons d'indiquer, fut pour l'un des instruments 3/4 de degré Fahrenheit, et pour le second de 1 degré Fahrenheit. Les échelles étaient graduées de 2 en 2 degrés, et il était facile d'estimer $\frac{1}{4}$ de degré.

On observait de temps en temps la température de l'eau des manchons qui enveloppaient les tiges des thermomètres; mais jamais le changement de température de cette eau ne fut assez considérable pour rendre nécessaire l'application d'une correction afin de tenir compte de la dilatation de l'échelle. Il résultait d'ailleurs de la méthode que l'on avait suivie pour vérifier les échelles des thermomètres, qu'il n'était pas nécessaire de faire

l'eau bouillante sous la pression de 760^{mm}, marchaient ensuite parfaitement d'accord dans toute l'étendue de l'échelle. Or, nous avons vu dans un des mémoires précédents, page 231,

---

des corrections pour tenir compte de l'effet refroidissant de l'eau qui enveloppait les tiges au sortir des tubes de fer plongés dans la chaudière.

C'est au moyen de cette méthode que l'on a obtenu les résultats renfermés dans les tableaux suivants :

PREMIER TABLEAU.

Température de la vapeur en degrés Fahrenheit.	Force élastique en pouces anglais.	Température de la vapeur, degrés centigrades.	Force élastique en millimètres.	Différence entre le logarithme de la force élastique et le logarithme de 760.
262 1/4	72,99	127,92	1853,91	0,3872757
268 1/2	82,97	131,39	2107,40	0,4429334
275 1/2	92,42	135,28	2347,43	0,4897783
286 1/2	113,07	141,39	2871,93	0,5773597
296 1/2	132,21	146,94	3358,07	0,6452766
298 1/2	135,80	148,05	3449,26	0,6569121
302 »	144,33	150 »	3665,92	0,6833689
305 1/2	154,28	151,94	3918,64	0,7123219
313 1/4	175,61	156,25	4460,41	0,7685615
317 3/4	186,36	158, 5	4733,46	0,7943650
320 3/4	193,92	160,42	4925,48	0,8116349
327 3/4	219,14	164,30	5566,06	0,8647340
333 3/4	254,09	167,64	6453,75	0,9289999

DEUXIÈME TABLEAU.

248 1/4	59,08	120,14	1500,60	0,2954528
269 1/2	81,51	131,94	2070,32	0,4352232
284 1/2	110,30	140,28	2801,57	0,5665878
289 1/2	119,02	143,05	3023,05	0,5996322
294 1/2	129,11	145,83	3279,34	0,6349722
299 1/2	142,62	148,61	3622,48	0,6781927
304 1/2	151,92	151,39	3858,70	0,7056273
310 1/4	163,51	154,58	4153,08	0,7375566
314 3/4	181,23	157,08	4603,16	0,7822424
319 3/4	197,13	159,86	5007,01	0,8187650
329 3/4	232,62	165,41	5908,44	0,8906594
334 1/2	240,48	168,05	6108,08	0,9050913
338 3/4	248,92	170,41	6322,45	0,9200721
345 »	267,62	173,89	6797,43	0,9515309
348 »	278,33	175,55	7069,45	0,9685723
350 »	290,35	176,67	7374,75	0,9869341
352 »	297,36	177,78	7552,81	0,9972948
346 »	274,00	174,45	6959,44	0,9617629

que cette proposition est loin d'être exacte : deux thermomètres qui s'accordent à leurs points fixes, peuvent pré-

TROISIÈME TABLEAU.

Température de la vapeur en degrés Fahrenheit.	Force élastique en pouces anglais.	Température de la vapeur, degrés centigrades.	Force élastique en millimètres.	Différence entre le logarithme de la force élastique et le logarithme de 760.
234 »	43,05	112,23°	1095,97	0,1579855
239 1/4	47,34	115,14	1202,41	0,1992406
245 1/4	52,12	118,47	1323,82	0,2410167
250 1/4	58,14	121,25	1476,63	0,2884873
256 1/4	65,37	124,58	1660,37	0,3393908
262 3/4	73,27	128,19	1861,02	0,3889385
271 »	82,56	132,78	2096,99	0,4407820
278 »	93,81	136,67	2382,73	0,4962614
288 1/4	110,58	142,36	2808,68	0,5676889
291 »	115,92	143,89	2944,32	0,5881707
292 1/2	120,60	144,72	3063,18	0,6053596
300 »	136,36	148,89	3463,48	0,6586993
303 1/2	146,72	150,83	3726,62	0,6905016

Nota. Je n'ai conservé dans ces tableaux que la colonne des températures moyennes des thermomètres, et celle qui donne la force élastique de la vapeur aqueuse en pouces anglais de mercure. Dans la colonne 3, j'ai transformé les degrés Fahrenheit en degrés du thermomètre centigrade; et dans la colonne 4, j'ai inscrit les forces élastiques exprimées en millimètres de mercure. La colonne 6 renferme les différences entre les logarithmes des forces élastiques en millimètres et le logarithme de 760. Cette dernière colonne nous sera utile pour comparer les observations de la commission américaine avec celles qui nous sont propres.

Dans le tableau n° I, les observations sont inexactes, à partir de la pression de 8 atmosphères. Cette circonstance tient à ce que le mastic qui maintenait le tube manométrique, avait cédé et que le tube s'était élevé. On remédia à cet accident dans les expériences suivantes, et on rendit son retour impossible.

Dans le tableau n° II, il y a une observation évidemment inexacte, c'est celle qui a été faite à la température de 329° $\frac{3}{4}$.

La plupart des résultats inscrits dans le tableau sont des moyennes de plusieurs observations.

Une courbe a été construite sur les nombres du tableau suivant, qui peut être considéré comme représentant les moyennes des observations

senter, dans les températures élevées, des différences de plusieurs degrés; il suffit pour cela que leurs réservoirs soient

---

précédentes. On a reconnu que les forces élastiques déduites de cette courbe, différaient rarement, de plus de $\frac{1}{10}$ d'atmosphère, de celles qui avaient été données par l'expérience directe, en omettant toutefois une observation du premier tableau, et une autre du second tableau.

Pression en atmosphères.	Température en degrés Fahrenh.	Pression en atmosphères.	Température en degrés Fahrenh.	Pression en atmosphères.	Température en degrés Fahrenh.
1	212	4 1/2	298 1/2	8	336
1 1/2	235	5	304 1/2	8 1/2	340 1/2
2	250	5 1/2	310	9	345
2 1/2	264	6	315 1/2	9 1/2	349
3	275	6 1/2	321	10	352 1/2
3 1/2	284	7	326		
4	291 1/2	7 1/2	331		

Pour comparer nos observations avec celles des académiciens français, nous avons construit sur la même feuille la courbe donnée par celles des trente observations de la commission française, qui se trouvent comprises entre 1 et 10 atmosphères. Nous avons reconnu que la courbe de nos observations s'approche, aux basses températures, plus près de notre courbe normale que celle des savants français; ces deux dernières courbes se coupent vers le milieu de l'échelle; notre courbe passe ensuite au-dessus de celle des physiciens français, et à 10 atmosphères il y a une différence de 5° F.; autrement, à la température de 352° 1/2 F., il y a une différence de 0,65 d'atmosphère entre les ordonnées des deux courbes.

Cette différence est beaucoup trop considérable, pour qu'elle puisse être regardée comme provenant des erreurs accidentelles des expériences. Mais ayant contre nous une autorité aussi justement imposante, que celle des deux savants français qui ont exécuté les expériences de la commission de l'Académie de France, nous avons cru de notre devoir d'examiner nos résultats avec le plus grand scrupule.

Le soin que nous avons apporté à la graduation de notre manomètre

formés par des verres de nature diverse, ou qu'ils aient été travaillés d'une manière différente à la lampe d'émailleur. Ces instruments cessent donc d'être comparables au delà des températures qui ont servi à déterminer les points fixes de leurs échelles; et dès lors on ne peut plus se servir du thermomètre à mercure dans les températures qui dépassent celle

---

ne permettait pas de supposer que l'erreur provenait de cette source. La partie supérieure de l'échelle du manomètre était divisée en 0,05 de pouce, et on pouvait évaluer facilement la moitié de cette longueur, qui équivalait à environ $\frac{1}{10}$ d'atmosphère de pression. On a d'ailleurs tenu compte de la dépression capillaire que l'on avait déterminée directement.

La commission avait seulement employé un procédé particulier pour la dessiccation de l'air; et, bien qu'elle eût confiance dans son procédé, elle a cru convenable de chercher quelle différence on obtiendrait dans les résultats, si l'on plaçait dans le manomètre de l'air saturé d'humidité au lieu d'air sec.

On a trouvé ainsi que

à 248°, la tension de la vapeur, au lieu d'être de $1^{at.},97$, serait trouvée de $1^{at.},96$;

à 352°, au lieu de $9^{at.},78$, la tension serait de $9^{at.},91$.

Ainsi les différences ne varieraient encore que de 0,01 à 0,13 d'atmosphère.

Il est donc impossible d'attribuer à une dessiccation incomplète de l'air, les différences que nous avons signalées entre nos observations et celles des savants français.

Les forces élastiques données par notre soupape de sûreté, qui avait été graduée d'une manière tout à fait indépendante du manomètre à air, se sont trouvées constamment plus fortes de 5 à 10 % que celles qui étaient observées sur le manomètre à air. Cette circonstance rend encore plus probable, que les forces élastiques que nous avons observées sur notre manomètre ne sont pas trop grandes.

de l'ébullition de l'eau : il faut avoir recours aux thermomètres à air, qui ne présentent pas le même inconvénient, et qui seront toujours rigoureusement comparables, pourvu qu'on les construise dans des conditions déterminées. (*Voyez* page 259.)

Je diviserai ce mémoire en trois parties :

La première partie renfermera les expériences faites sur les forces élastiques de la vapeur d'eau aux basses températures, c'est-à-dire depuis — 32° jusqu'à + 50°.

La seconde partie comprendra toutes les expériences qui ont été faites depuis 50° jusqu'à 230°.

Enfin, dans la troisième partie, je m'occuperai de la construction graphique des expériences, et de la recherche des formules d'interpolation qui les représentent.

PREMIÈRE PARTIE.

DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR AQUEUSE DANS LES BASSES TEMPÉRATURES.

Pour établir avec quelque précision une donnée physique, il ne suffit pas de la chercher par une méthode expérimentale unique. Si le résultat, que l'on obtient ainsi, est en désaccord avec ceux qui existent déjà dans la science, il sera le plus souvent difficile de décider quel est celui qui doit être préféré; on n'aura, pour se guider dans ce choix, que l'opinion plus ou moins favorable que l'on peut se faire du procédé employé, et la plus ou moins grande confiance qu'inspire l'habileté de l'expérimentateur. Pour lever les doutes, il est nécessaire de faire des expériences par des procédés variés, d'employer même les procédés qui ont été adoptés par les physiciens qui se sont occupés précédemment de la même détermination, à moins que ces procédés ne soient absolument défectueux. Il faut faire voir que tous ces procédés, quand ils sont convenablement exécutés, conduisent au même résultat; ou s'il n'en est pas ainsi, il est nécessaire de démontrer, par des expériences directes, les causes d'erreur des procédés vicieux.

Cette méthode est nécessairement longue et pénible, mais, seule, elle me paraît propre à introduire dans la physique des données numériques certaines, que des expériences ultérieures ne modifieront plus notablement.

I. — Presque toutes les expériences ayant pour but de déterminer la force élastique de la vapeur aqueuse aux basses températures, ont été faites au moyen de deux baromètres plongés dans la même cuvette à mercure : dans l'un de ces baromètres on introduit une petite quantité d'eau qui se rend dans le vide barométrique. La différence de hauteur des deux baromètres placés dans des circonstances identiques donne la tension de la vapeur aqueuse pour la température à laquelle ils se trouvent. La plus grande incertitude, que présente cette manière d'opérer, consiste dans la difficulté de déterminer exactement la température à laquelle correspond la tension observée. La plupart des physiciens qui ont employé cette méthode dans les limites des températures atmosphériques, se contentaient de placer auprès des baromètres, à la hauteur de la chambre, un thermomètre à mercure, dont les indications étaient regardées comme donnant la température à laquelle correspond la tension. M. Kæmtz a fait ainsi une longue suite d'observations pendant deux années entières, et il a obtenu de cette manière les forces élastiques de la vapeur aqueuse, depuis — 19 jusqu'à + 26 degrés. (*Météorologie*, t. Ier, p. 290.)

Le même procédé a été employé par divers physiciens pour des températures plus élevées que les températures atmosphériques. Dans ce cas, les deux baromètres étaient placés dans un manchon en verre, plein d'eau, dont on élevait successivement la température. Dalton plaçait seulement le baromètre humide dans un second tube en verre plus large, fermé à sa base avec un bouchon de liége qui était traversé par le tube du baromètre ; il remplissait l'intervalle des deux tubes avec de l'eau portée successivement à diverses tempé-

ratures. Ce procédé est susceptible de peu de précision, car il est impossible de maintenir une colonne liquide d'une certaine hauteur à une température uniforme, sans agiter continuellement le liquide, et l'on n'avait, dans les expériences de Dalton, aucun moyen de rendre la température stationnaire pendant un temps suffisamment long, pour que la colonne de mercure fût en équilibre de température avec le liquide ambiant.

J'ai fait quelques expériences par cette méthode, pour reconnaître jusqu'à quel point elle pouvait donner des résultats exacts.

Un baromètre sec et un baromètre mouillé plongent dans la même cuvette à mercure; ils sont maintenus tous les deux contre une tige métallique parfaitement verticale et divisée en centimètres. La cuvette à mercure est placée dans une marmite en fonte de 26 centimètres de diamètre, au fond de laquelle on a versé une couche de mercure de 6 à 7 centimètres de haut, qui ne peut pas se mêler avec le mercure de la cuvette des baromètres. Un manchon de verre de 23 centimètres de diamètre et de 1 mètre de hauteur enveloppe les deux baromètres. On remplit ce manchon d'eau, celle-ci déplace le mercure de la marmite, et le force de s'élever dans l'espace annulaire compris entre la paroi extérieure du manchon et la paroi intérieure de la marmite. Un thermomètre à mercure plonge dans l'eau du manchon à la hauteur des chambres barométriques; enfin, un agitateur à marche ascendante, muni de palettes, permet d'agiter l'eau du manchon dans toute la hauteur. La marmite est placée sur un trépied en fer sous lequel on peut disposer un fourneau, de manière à élever lentement la température de l'eau. La tension de la

vapeur aqueuse est donnée dans chaque cas, par la différence de hauteur des deux colonnes de mercure, en corrigeant celle du baromètre mouillé de l'influence de la petite couche d'eau qui surmonte le mercure.

L'eau introduite dans le baromètre doit être complétement privée d'air. Pour satisfaire à cette condition, le baromètre ayant été bien bouilli, et étant encore chaud vers l'extrémité effilée ouverte, j'enlevais une petite quantité de mercure, et je la remplaçais par de l'eau bouillante qui avait été maintenue en ébullition pendant plus d'une demi-heure. On appliquait immédiatement le doigt sur l'ouverture, et l'on retournait le baromètre. Pour s'assurer que l'on avait réellement satisfait à la condition d'introduire de l'eau privée d'air, on laissait le baromètre monté jusqu'au lendemain, on l'inclinait alors rapidement de manière à faire disparaître le vide barométrique : pour peu qu'il restât d'air dans la chambre, on apercevait une petite bulle qui persistait quelque temps, jusqu'à ce qu'elle fût de nouveau dissoute par l'eau. Ce n'est qu'après plusieurs tentatives infructueuses, que je suis parvenu à obtenir des baromètres humides privés d'air.

La différence de hauteur des deux colonnes était mesurée au moyen d'un cathétomètre; l'emploi de cet instrument pourrait donner lieu à des erreurs considérables, si l'on ne cherchait à corriger les déviations que subissent les rayons de lumière par réfraction, à cause des inégalités du manchon de verre soufflé. C'est afin de reconnaître ces déviations et de les corriger au besoin, que les deux baromètres étaient adaptés le long d'une règle métallique verticale divisée en centimètres. On relevait avec le cathétomètre les distances de ces divisions, lorsque le manchon ne se trouvait pas encore

interposé; on faisait les mêmes mesures lorsque le manchon était placé et rempli d'eau, et l'on s'assurait si les traits avaient conservé entre eux les mêmes distances. Dans le cas où ces distances ne seraient que peu différentes, il serait facile de tenir compte du déplacement et d'en faire la correction sur les hauteurs observées. Le manchon qui faisait partie de mon appareil a présenté ainsi des irrégularités très-grandes, et je n'ai pas jugé prudent de m'en servir; les corrections, qu'il fallait apporter aux hauteurs observées, étant souvent considérables, et comportant par cela même une plus grande incertitude.

J'ai remplacé le manchon en verre par un manchon en tôle de même diamètre, cylindrique dans le bas, et terminé en haut par une caisse carrée, dont deux faces opposées étaient formées par des glaces planes, convenablement choisies. Les divisions tracées sur la règle ont alors conservé les mêmes distances apparentes, quand elles étaient observées directement sans interposition de la glace ou à travers l'eau du manchon.

Pour élever la température, on place un fourneau au-dessous de la marmite, et on agite de temps en temps l'eau du manchon; lorsqu'on approche de la température à laquelle on veut observer, on enlève la plus grande partie des charbons, et l'on agite continuellement l'eau du manchon, jusqu'à ce que le thermomètre placé à la hauteur des chambres barométriques cesse de monter. Ce point n'est atteint qu'après un temps assez long, on mesure la différence de hauteur des deux colonnes au moment du maximum. Pour faire une seconde expérience, on remet des charbons allumés dans le fourneau, de manière à déterminer de nouveau la marche ascendante du thermomètre; aussitôt que celle-ci se présente,

on retire les charbons et l'on opère comme il a été dit. On obtient ainsi deux déterminations pour des températures très-voisines.

Cette méthode fournit des résultats très-exacts pour les températures égales ou peu supérieures à la température ambiante; mais elle cesse d'être rigoureuse pour des températures un peu élevées. L'eau se divise alors si facilement en couches de différentes températures, que l'on ne parvient à rendre sa température uniforme que par une agitation continuelle et rapide. Aussitôt que l'on cesse d'agiter le bain, afin de permettre à l'observateur de mesurer la différence de niveau des colonnes mercurielles, la séparation des couches commence immédiatement, et les déterminations deviennent incertaines. J'ai fait, en suivant cette méthode, un assez grand nombre de déterminations de la force élastique de la vapeur aqueuse, entre + 10 degrés et + 30 degrés; températures qui se trouvaient, dans chaque cas, peu différentes de la température ambiante. Je ne les rapporterai cependant pas ici, elles sont identiques avec celles que je donnerai bientôt, et qui ont été déterminées avec des appareils que je regarde comme plus convenables.

Une autre série d'expériences a été faite au moyen de l'appareil des deux baromètres, l'un sec et l'autre mouillé, en ne chauffant plus les deux colonnes de mercure dans toute leur hauteur.

Deux baromètres aussi semblables que possible, ayant 14 millimètres de diamètre intérieur, sont disposés l'un à côté de l'autre sur une planche PP', *pl. II, fig.* 4 et 5. Ces baromètres traversent les deux tubulures *a,b* d'une caisse en tôle galvanisée VV'V'', et sont maintenus dans ces tubulures au moyen

de caoutchouc. La caisse VV'V'', dont la section horizontale est représentée *fig.* 6, porte sur un de ses côtés une ouverture rectangulaire EFGH, autour de laquelle est fixé un cadre en fer. Une glace à faces parallèles s'applique sur ce cadre, au moyen d'un second cadre en fer E'F'G'H' semblable au premier, et qui se fixe sur celui-ci avec des vis. Une lame de caoutchouc taillée de façon à présenter la forme du contour de ces cadres, est placée entre la glace et le cadre EFGH, et rend la fermeture hermétique. Cette disposition permet d'enlever la glace et de la replacer avec la plus grande facilité. Les deux baromètres plongent dans la même cuvette U. La caisse en tôle a une capacité de 45 litres environ, elle est placée sur un support en fer TT'T''.

Pour reconnaître si l'interposition de la glace et de l'eau qui remplit la caisse, produit une déviation des rayons lumineux, capable de rendre fautif le relèvement des niveaux avec le cathétomètre, on a tracé préalablement sur le baromètre sec un trait horizontal très-fin, à peu près à la hauteur à laquelle s'arrête ordinairement le mercure, et sur le baromètre mouillé on a tracé des divisions en centimètres. On a relevé les distances du point de repère du baromètre sec à toutes les divisions consécutives du baromètre mouillé, 1° quand la glace ne se trouvait pas interposée; 2° quand la glace avait été mise en place, et le vase rempli d'eau. On a reconnu ainsi que l'interposition de la glace et de l'eau produisait une déviation absolue des rayons de lumière qui s'élevait quelquefois à un demi-millimètre; mais les déviations relatives des divisions tracées sur le baromètre mouillé, par rapport au point de repère marqué sur le baromètre sec, ont toujours été beaucoup plus petites; ces déviations sont les seules qui puis-

sent exercer une influence sur les observations, elles ne se sont jamais élevées à plus de $0^{mm},10$; presque toujours elles étaient plus faibles et souvent complétement négligeables. On avait d'ailleurs grand soin de placer les baromètres exactement dans la verticale, et parallèlement à la glace.

La caisse VV′V″ est remplie d'eau, qu'un aide agite continuellement; un thermomètre à mercure très-sensible plonge dans cette eau, on l'observe au moyen d'une petite lunette horizontale L.

L'observateur dirige la lunette du cathétomètre sur le sommet du ménisque de mercure dans le baromètre mouillé; au moment de l'observation, on cesse l'agitation de l'eau, on la recommence immédiatement après le relèvement du premier ménisque. On arrête encore l'agitation, au moment où l'observateur relève le ménisque du baromètre sec. L'eau est ainsi dans une agitation continuelle, rendue facile par la grande capacité du vase.

Les observations se font avec une grande précision à la température de l'air ambiant, et peuvent être répétées un aussi grand nombre de fois que l'on veut. Pour faire les déterminations de la force élastique de la vapeur à des températures plus élevées, on enlève, au moyen d'un siphon, une partie de l'eau froide, on la remplace par une quantité correspondante d'eau chaude; on dispose ensuite au-dessous du fond du vase en tôle, une lampe à alcool que l'on approche plus ou moins du fond, ou dont on soulève plus ou moins la mèche; de telle sorte que l'eau étant continuellement agitée dans le vase, la température reste parfaitement stationnaire. Cette condition est facile à atteindre par quelques tâtonnements, et lorsque la température de l'eau ne dépasse pas 50

61.

degrés, on parvient à maintenir la température stationnaire aussi longtemps que l'on veut; il est nécessaire seulement que l'agitation de l'eau soit vive et continuelle.

On faisait trois ou quatre observations à une même température rendue stationnaire, en laissant un intervalle de temps de huit à dix minutes entre deux observations consécutives. Quelquefois on faisait à dessein monter la température du bain de quelques centièmes de degré dans l'intervalle de deux observations, ou on la laissait s'abaisser, puis on rendait de nouveau la température stationnaire en réglant convenablement la lampe. Il était facile de reconnaître ainsi que les mouvements de la colonne mercurielle suivaient les moindres variations du thermomètre, et l'on trouvait identiquement les mêmes tensions, toutes les fois que le thermomètre indiquait la même température.

Dans cette manière d'opérer, les colonnes de mercure des deux baromètres ne sont pas chauffées dans toute leur hauteur, mais les portions qui sortent du vase sont dans des conditions complétement identiques. La différence de hauteur des deux colonnes est à la température du bain; cette différence, ramenée à zéro, donnera la tension de la vapeur d'eau.

Mais on peut se demander si toute la chambre remplie par la vapeur a bien exactement la température du bain, si la surface du mercure, par exemple, ne présenterait pas une température un peu plus basse, à cause de sa communication avec le mercure inférieur qui est plus froid. Cette dernière circonstance se présenterait certainement, si on laissait le niveau du mercure s'abaisser jusque près du fond du vase; mais dans mes expériences, le niveau restait toujours à plu-

sieurs décimètres au-dessus. Au reste, il m'a paru convenable de m'assurer de cette circonstance par une expérience directe. J'ai fixé dans les deux tubulures *a, b* de mon vase en tôle, deux tubes de 14 millimètres de diamètre intérieur fermés par le bas; l'extrémité ouverte de ces tubes dépassait le niveau de l'eau dans le vase, et leurs extrémités fermées se trouvaient à la hauteur du niveau du mercure dans la cuvette U. L'un de ces tubes renfermait du mercure qui s'élevait à la même hauteur que le niveau du mercure dans le véritable baromètre dont il occupait la place. Le mercure du second tube s'élevait seulement au point le plus bas où il se soit trouvé dans le baromètre mouillé, pendant les expériences sur la force élastique de la vapeur aqueuse. Le vase VV' ayant été rempli d'eau à la température ambiante, on a pris au bout de quelques heures la différence de niveau au moyen du cathétomètre; puis on a élevé la température successivement jusqu'à 50 degrés, en relevant de temps en temps la différence de niveau des colonnes, après avoir rendu la température stationnaire, comme dans les expériences véritables sur les tensions de la vapeur.

Les différences de niveau observées dans ces diverses circonstances, ramenées par le calcul à 0 degré, devaient rester constantes, si les deux colonnes sont également influencées dans leurs parties correspondantes. C'est, en effet, ce que l'on a reconnu; on n'a jamais obtenu de différence qui dépassât $0^{mm},07$.

L'eau du vase étant à 45 degrés et maintenue à une température stationnaire au moyen de la lampe, on a plongé le réservoir d'un thermomètre très-sensible dans le mercure du tube qui renfermait ce liquide au niveau le plus bas. Au

bout de deux à trois minutes, il indiquait une température absolument stationnaire, on l'a alors retiré rapidement du tube, et on l'a plongé dans l'eau du vase; il a été impossible de constater la moindre élévation de température, bien que le thermomètre employé permît de reconnaître avec certitude des différences de $\frac{1}{50}$ de degré. Un second thermomètre plongé constamment dans l'eau du vase permettait, d'ailleurs, de constater que la température du bain n'avait pas changé dans l'intervalle des deux lectures faites sur le premier thermomètre.

Le niveau du mercure dans le baromètre mouillé se trouve surmonté d'une couche liquide de 3 à 4 millimètres de hauteur; cette couche, par son poids, déprime le niveau du mercure, mais, d'un autre côté, elle tend à le soulever en vertu de l'action capillaire. En mesurant avec le cathétomètre la distance entre le point le plus bas du ménisque concave formé par l'eau et le sommet du ménisque convexe de mercure, divisant cette distance par 13,5, densité du mercure par rapport à l'eau, on a la petite hauteur de mercure qui équivaut à la colonne d'eau ainsi estimée. L'influence capillaire de l'eau a été déterminée par une expérience directe. On a soudé à l'extrémité supérieure des deux tubes barométriques qui avaient servi dans les expériences précédentes, des tubes de verre de petit calibre qui ont été mastiqués dans un petit tube en cuivre à trois branches. La troisième branche portait un tube de verre qui communiquait avec la machine pneumatique. Entre l'un des tubes barométriques et la tubulure en cuivre correspondante, se trouvait mastiqué un tube en U rempli de ponce sulfurique. Les deux baromètres plongeaient dans la même cuvette de mercure.

On a fait plusieurs fois le vide avec la machine pneumatique, et on a laissé rentrer l'air, afin de dessécher les parois du tube qui communiquait avec la ponce sulfurique; enfin, on a fait une dernière fois le vide, et on a fondu à la lampe le tube qui communiquait avec la machine pneumatique; on s'assurait que les deux colonnes étaient de niveau, puis on faisait passer dans l'un des tubes une petite couche d'eau égale à peu près à celle que l'on avait dans les expériences sur la tension de la vapeur. On avait donc deux baromètres imparfaits communiquant l'un avec l'autre, se trouvant par conséquent soumis à la même pression intérieure; mais l'un des baromètres était sec; l'autre, au contraire, renfermait une petite couche d'eau. On attendait jusqu'au lendemain pour être sûr que les deux colonnes avaient exactement la même température; on déterminait alors la différence de niveau des deux ménisques mercuriels et la hauteur de la colonne d'eau. Cette dernière hauteur, transformée en mercure, représenterait la différence de hauteur observée des deux colonnes de mercure, s'il n'y avait pas eu altération dans l'action capillaire. L'effet dû à cette dernière cause sera donc mesuré par la différence de hauteur des deux ménisques mercuriels, diminuée de la valeur en mercure de la petite colonne d'eau. On a trouvé ainsi que la colonne mouillée, corrigée pour le poids de la petite couche d'eau, était soulevée de $0^{mm},12$ par l'action capillaire de l'eau.

Le tableau n° I renferme les résultats obtenus par ce procédé.

TABLEAU N° I.

TEMPÉRATURES thermom. n° 7.	TENSIONS DE LA VAPEUR observées.	TENSIONS DE LA VAPEUR calculées.	DIFFÉRENCE	TEMPÉRATURES thermom. n° 7.	TENSIONS DE LA VAPEUR observées.	TENSIONS DE LA VAPEUR calculées.	DIFFÉRENCE.
	mm	mm	mm		mm	mm	mm
9°73	9,03	9,002	+0,03	38°09	49,55	49,543	+0,01
9,73	9,05	»	»	40,28	55,73	55,733	0,00
11,64	10,27	»	»	40,28	55,67	»	»
11,62	10,19	10,200	—0,01	40,25	55,55	»	»
11,62	10,23	»	»	46,20	75,76	»	»
13,56	11,62	11,575	+0,05	46,24	75,96	»	»
13,56	11,60	»	»	46,23	75,88	76,04	—0,16
15,56	13,18	13,16	+0,02	51,39	98,29	»	»
15,58	13,16	»	»	51,39	98,23	98,541	—0,31
17,67	15,07	»	»	58,62	139,05	»	»
17,68	15,13	»	»	58,56	138,81	139,119	—0,31
17,68	15,05	15,052	0,00	58,49	138,25	»	»
19,36	16,74	16,716	+0,02	21,08	18,66	»	»
19,35	16,70	»	»	21,08	18,64	18,585	+0,06
21,41	18,94	»	»	21,08	18,62	»	»
21,41	18,96	18,965	0,00	8,79	8,44	»	»
21,41	19,00	»	»	8,79	8,44	8,454	—0,01
23,66	21,75	21,736	0,00	8,79	8,46	»	»
23,67	21,78	»	»	4,32	6,32	»	»
23,66	21,76	»	»	4,33	6,30	6,239	+0,06
26,01	25,05	»	»	4,34	6,28	»	»
26,02	25,07	25,059	+0,01	4,94	6,54	»	»
26,02	25,07	»	»	4,97	6,54	»	»
28,80	29,44	29,437	0,00	5,00	6,56	6,534	+0,03
28,80	29,46	»	»	6,15	7,06	»	»
31,95	35,27	35,259	+0,01	6,17	7,10	7,081	+0,02
31,95	35,29	»	»	6,19	7,12	»	»
34,79	41,29	»	»	6,22	7,14	»	»
34,75	41,25	41,252	0,00	7,50	7,73	7,745	—0,01
34,75	41,23	»	»	7,51	7,69	»	»
38,09	49,51	»	»	7,52	7,71	»	»
38,09	49,59	»	»				

II. — La deuxième série d'expériences a été faite au moyen de l'appareil représenté *fig.* 4, 5, 6. Un ballon A, de la capacité de 500 centimètres cubes environ, renferme une petite ampoule entièrement remplie d'eau récemment bouillie. Le ballon est soudé à un tube recourbé qui est mastiqué dans la pièce de cuivre à trois branches *def*. Dans la tubulure *e* se trouve mastiqué un tube recourbé *egh*, soudé à la partie supérieure d'un tube barométrique *ha* qui passe dans la tubulure *a* du vase en tôle VV′V″. Dans la seconde tubulure *b* du vase en tôle, passe un véritable baromètre qui plonge dans la même cuvette U. Enfin dans la troisième tubulure *f* de la pièce de cuivre à trois branches *def*, est mastiqué un tube qui communique avec la machine pneumatique, mais on a interposé sur le passage un tube MN rempli de ponce sulfurique, ayant environ 1 mètre de longueur totale.

L'appareil étant ainsi disposé, on fait un grand nombre de fois le vide, et chaque fois on laisse rentrer très-lentement l'air, qui se dessèche en traversant le tube MN. Après avoir fait quarante à cinquante fois le vide, on peut regarder le ballon et le tube barométrique comme complétement secs; on fait alors le vide une dernière fois, aussi parfaitement que possible. La machine pneumatique dont je disposais amenait difficilement le vide au-dessous de 2 millimètres dans mes premières expériences; mais cette machine ayant été nettoyée, le vide a été souvent amené au-dessous de 1 millimètre.

Lorsque le vide est fait, on ferme à la lampe le tube *fl*. On enveloppe le ballon A de glace fondante, et au bout de quelque temps on prend la différence de hauteur des deux colonnes de mercure avec le cathétomètre; on a ainsi

la force élastique à o degré de l'air sec resté dans le ballon. On enlève ensuite la glace; on chauffe le ballon avec quelques charbons placés dans une cuiller à manche recourbé, et on détermine la rupture de l'ampoule en dilatant le liquide qui s'y trouve renfermé. On enveloppe de nouveau le ballon de glace fondante, et au bout d'un certain temps on prend la différence de hauteur des deux ménisques. Cette différence, diminuée de celle qui existait entre les hauteurs des deux ménisques avant la rupture de l'ampoule, donne la force élastique de la vapeur d'eau à o degré. On avait soin de répéter ces mesures un assez grand nombre de fois, à dix minutes environ d'intervalle, pour s'assurer que les différences de hauteur étaient bien constantes.

Pour obtenir des déterminations aux températures supérieures, on adapte la glace dans son cadre EFGH, on remplit le vase d'eau limpide, et l'on opère absolument de la même manière que dans les expériences qui sont décrites page 482 et suivantes. Afin de pouvoir estimer la déviation prismatique des rayons de lumière, qui est produite par l'interposition de l'eau et de la glace, on avait eu soin, comme dans les expériences que nous venons de rappeler, de tracer un trait de repère sur le baromètre *bo,* et des divisions en centimètres sur le tube *ah,* et de mesurer les distances de ces divisions au repère, 1° lorsque la glace ne se trouvait pas interposée; 2° lorsque la glace était en place et que le vase était rempli d'eau. C'est par cette méthode que l'on a obtenu les déterminations qui sont consignées dans le tableau n° II, séries *a*, *b*, pages 504, 505 et 506, et tableau n° III, série *c*, page 507.

Dans toutes ces expériences il est important que le baromètre soit parfaitement exact, aussi a-t-on eu soin de disposer l'appareil de façon, que la comparaison du baromètre *bo* avec un baromètre normal pût se faire facilement, à un moment quelconque des expériences. A cet effet, la planche, sur laquelle sont fixés les tubes barométriques, porte une pièce en métal *r* dans laquelle se meut une vis verticale *v*, terminée à ses deux extrémités par des pointes arrondies. On fait tourner cette vis jusqu'à ce que sa pointe inférieure affleure le niveau du mercure dans la cuvette. La glace ne se trouvant pas interposée dans son cadre, on mesure avec le cathétomètre la distance du niveau du mercure dans le baromètre *ob* à la pointe supérieure de la vis. Pour avoir la hauteur de la colonne de mercure soulevée, il suffit d'ajouter à cette distance la longueur de la vis entre ses deux pointes, longueur qui se mesure très-exactement avec le même cathétomètre, après avoir fait monter la vis d'une manière convenable.

L'exactitude du baromètre peut être vérifiée d'une autre manière, susceptible également d'une grande précision. En versant une plus grande quantité de mercure dans la cuvette U, ou en ôtant une certaine quantité de ce liquide, on peut faire varier entre de grandes limites la capacité de la chambre barométrique; si le baromètre est parfaitement purgé d'air, sa hauteur doit être la même, quelle que soit la capacité de la chambre; il n'en est plus de même pour peu que le baromètre renferme d'air (*).

(*) Cette dernière méthode de vérification a été indiquée depuis long-

Le même appareil convient très-bien pour déterminer les forces élastiques de la vapeur aqueuse dans les basses températures; seulement, dans ce cas, je ne me sers plus du vase en tôle VV'V", mais d'une cloche en verre de plus petite dimension, qui peut renfermer environ 20 litres de liquide. Les tubes barométriques sont alors simplement attachés sur leur planche, et le ballon A se trouve plus éloigné de ces tubes. Le ballon est d'abord enveloppé de glace fondante pour déterminer la tension de la vapeur à 0 degré, puis on enlève la glace, et on verse dans la cloche une dissolution concentrée de chlorure de calcium dont on abaisse progressivement la température, en y dissolvant de la glace. Cette dissolution doit être continuellement agitée; on parvient assez facilement, non pas à rendre la température absolument stationnaire, mais au moins à ne la faire osciller que dans des limites très-restreintes pendant un temps aussi long que l'on veut, en ajoutant de petites quantités de glace concassée au moment où la température commence à remonter. Pour obtenir les plus grands froids, on a employé le chlorure de calcium cristallisé, que l'on mélangeait couche par couche avec de la neige. On agitait continuellement ce mélange aussitôt qu'il prenait de la fluidité; la température s'abaissait ainsi successivement jusqu'à ce qu'il ne restât plus que très-peu de glace nageant à la surface du liquide. On faisait l'observation au moment du minimum de température, le liquide étant très-vivement agité; on parvenait,

temps par M. Arago, qui s'est servi du même principe pour construire des baromètres, qu'un voyageur peut remplir sur place sans avoir besoin de faire bouillir le mercure.

d'ailleurs, à maintenir ce minimum pendant quelque temps, en ajoutant de petites quantités de neige.

Pour élever la température du bain, on versait dans la cloche de petites quantités d'une dissolution concentrée de chlorure de calcium chauffée, on produisait ainsi l'élévation de température que l'on jugeait convenable. On employait une dissolution de chlorure de calcium chauffée, et non de l'eau pure, afin de ne pas diminuer le pouvoir frigorifique de la liqueur qui composait le bain; on restait ainsi maître de déterminer un nouvel abaissement de température en ajoutant de la glace pilée.

Il est évident que la température est d'autant plus facile à maintenir stationnaire, qu'elle s'approche davantage de celle de l'air ambiant; c'est aussi dans ce cas que la variation de la force élastique de la vapeur aqueuse avec la température est la plus sensible. Au-dessous de — 20 degrés, un changement de quelques dixièmes de degré dans la température ne produit que des variations insensibles dans la force élastique de la vapeur d'eau (*).

Les expériences faites de cette manière sont consignées

(*) Les forces élastiques de la vapeur aqueuse sont très-faibles aux températures très-basses, et leur mesure précise devient alors extrêmement difficile. On obtiendrait ces forces élastiques avec plus d'exactitude, en déterminant directement le poids de la vapeur d'eau à saturation qui peut exister aux basses températures dans un grand volume d'air connu. Cette détermination s'obtiendrait facilement, en suivant la méthode que j'ai décrite dans mes *Études sur l'Hygrométrie* (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XV, page 150); mais les expériences ne pourront se faire commodément et avec succès, que dans les contrées où règnent des températures atmosphériques très-basses.

dans le tableau n° III, séries *f*, *g*, *h*, pages 508, 509 et 510.

Le procédé, modifié comme je viens de le décrire, peut servir pour les températures inférieures à celles de l'air ambiant; mais je me suis assuré, par des expériences directes, qu'il donne encore des résultats exacts pour des températures supérieures de plusieurs degrés à celles de l'air. A cet effet, on replaçait le ballon dans la caisse en tôle VV'V'', ce qui se faisait facilement sans qu'il y eût rien à démonter; les tubes barométriques restaient en dehors de la caisse, et les tubulures *a* et *b* du vase en tôle étaient fermées par des bouchons.

Les observations sont assez précises, tant que l'on n'élève pas l'eau à plus de 10 à 15 degrés au-dessus de la température de l'air ambiant, mais passé cette limite, l'eau du ballon commence à distiller et se condense dans les tubes, les observations deviennent alors incertaines. Les séries *d*, *e*, du tableau n° III, pages 507 et 508, ont été obtenues de cette manière.

Les méthodes que je viens de décrire sont susceptibles d'une grande précision, les appareils sont faciles à disposer, et conviennent également bien à la détermination des forces élastiques des vapeurs qui se développent dans un air plus ou moins raréfié. Il suffit, dans ce dernier cas, de remplacer l'appareil des deux baromètres par un système de deux tubes communicants, disposés comme dans la *fig.* 3. J'ai fait de cette manière des déterminations de la force élastique de la vapeur d'eau dans l'air, sous la pression ordinaire, afin de reconnaître si cette force élastique est bien réellement la même que dans le vide. Ces expériences ont été publiées dans mon mémoire sur l'hygrométrie. (*An-*

nales de Chimie et de Physique, 3e série, tome XV, page 130.)

Il est essentiel, pour l'exactitude des expériences, que le ballon soit desséché d'une manière complète avant la rupture de l'ampoule ; on parvenait à ce résultat, en faisant un grand nombre de fois le vide avec une bonne machine pneumatique, et laissant rentrer de l'air sec. J'ai voulu m'assurer si on ne parviendrait pas à une dessiccation plus parfaite de l'appareil, et par suite si on n'obtiendrait pas des valeurs plus grandes pour les tensions de la vapeur d'eau à zéro, en chauffant le ballon à une haute température pendant qu'on faisait le vide.

L'appareil a été modifié de la manière suivante : l'ampoule renfermant l'eau n'est plus placée dans le ballon, mais dans un petit tube latéral *mn*, *fig.* 9, qui est mastiqué, d'un côté, dans la tubulure en cuivre *f*, et communique, de l'autre, avec le tube à ponce sulfurique MN. On dessèche l'appareil comme à l'ordinaire avec la pompe pneumatique ; mais pour rendre cette dessiccation plus efficace, on entoure le ballon de charbons, et on le chauffe jusqu'à 300 ou 400 degrés : on chauffe également un peu le tube barométrique. La machine pneumatique enlève à la fin l'air d'une manière plus complète, que dans les expériences où on ne chauffait pas le ballon, parce que cet air se trouve dilaté par la chaleur. On ferme à la lampe le tube en *l*. On attend jusqu'au lendemain pour laisser les tubes à mercure se mettre en équilibre de température, on enveloppe le ballon de glace, et l'on prend la force élastique à 0 degré de l'air resté dans l'appareil. Sans retirer la glace qui enveloppe le ballon, on fait casser par dilatation l'ampoule renfermée dans le tube *mn*, l'eau distille alors et se condense dans le

ballon ; on détache le tube *mn*, en fondant à la lampe la partie capillaire en *k*. L'appareil est alors disposé, les expériences se font comme il a été dit plus haut; c'est de cette manière qu'ont été obtenues les séries *i*, *j*, *k*, du tableau n° III, page 510 ; elles ont donné, pour la force élastique de la vapeur d'eau à 0 degré, une valeur un peu plus faible que celle qui a été obtenue par la première manière d'opérer.

Enfin, il est facile d'employer l'appareil des *fig.* 4, 5, pour déterminer la tension de la vapeur aqueuse dans le vide absolu. A cet effet, on ne renferme plus l'eau dans une ampoule, mais on en met immédiatement une certaine quantité dans le ballon. Lorsque l'appareil est monté comme à l'ordinaire, on fait le vide avec la machine pneumatique, on chauffe le ballon A avec quelques charbons, de manière à faire distiller une petite quantité d'eau qui vient se condenser dans le tube barométrique *ah*. En continuant à faire jouer la machine pneumatique, on produit une distillation continuelle de l'eau du ballon et de celle qui se trouve dans le tube barométrique : cette eau vient se condenser dans le tube à ponce sulfurique MN. On distille de cette manière plusieurs grammes d'eau sous une très-faible pression, on peut admettre alors que l'air a été complétement expulsé de l'appareil, on ferme à la lampe le tube en *l*. On procède à la détermination de la force élastique de la vapeur par la méthode ordinaire.

Les séries *l*, *m* du tableau n° III, pages 511 et 512, ont été obtenues de cette manière.

III. — Les procédés que je viens de décrire s'appliquent également très-bien à la détermination des tensions des vapeurs produites par d'autres liquides que l'eau, et n'exigent

l'emploi que d'une très-petite quantité de matière. Lorsque ces liquides sont de nature à attaquer les mastics, il ne faut mastiquer les tubes qu'à l'extérieur de la tubulure *edf*; il est convenable aussi d'user les tubes à l'émeri fin dans leurs tubulures en cuivre, afin qu'ils remplissent celles-ci à peu près exactement. L'appareil, tel qu'il est représenté *fig.* 4 et 5, ne peut cependant convenir que pour déterminer des forces élastiques plus faibles que 200 à 300 millimètres. Lorsqu'il s'agit de déterminer des tensions plus considérables, j'emploie l'appareil représenté *fig.* 7. Cet appareil ne m'a pas servi pour la vapeur d'eau, mais je l'ai fréquemment appliqué à la détermination des forces élastiques des liquides très-volatils, comme l'éther, le sulfure de carbone, etc., qui seront publiées dans un prochain mémoire.

Il se compose d'un tube recourbé *abc* de 15 millimètres de diamètre intérieur, terminé par un tube plus fin recourbé *ce*. On remplit la branche fermée *ab* de mercure que l'on fait bouillir avec soin, afin de la purger complétement d'air et d'humidité. Lorsque le mercure est refroidi, on introduit dans la branche *bc* une petite quantité du liquide volatil, on le fait bouillir pendant quelques instants, afin de le priver entièrement de l'air qu'il peut renfermer en dissolution; puis en inclinant convenablement le tube, on fait passer une petite portion de ce liquide encore chaud dans la branche fermée *ab*. On chasse le liquide resté dans la branche *bc* par l'ébullition, que l'on facilite, s'il y a lieu, par un vide incomplet produit à l'aide d'une petite pompe. La branche *bc* reste ainsi remplie d'air sec.

Le tube *abc* est ensuite fixé dans le vase en tôle VV'V", en lui donnant une position parfaitement verticale en face de la

glace. On mastique le tube *cc* dans une pièce en cuivre à trois tubulures *edf,* dont la tubulure *d* communique avec l'appareil manométrique *hilk* muni d'un robinet *r*. Dans la tubulure *f* se trouve mastiqué un tube fin *fg*, que l'on peut au besoin faire communiquer avec une petite pompe pneumatique.

On remplit complétement de mercure les deux tubes communicants *ih, kl;* l'air renfermé dans l'appareil s'échappe par le tube ouvert *fg,* on ferme ce tube à la lampe. Pour diminuer la pression, on fait écouler le mercure du manomètre en ouvrant le robinet *r*; l'air renfermé dans la branche *bc* se répand dans un espace plus grand, et sa force élastique diminue. On fait couler du mercure jusqu'à ce que le niveau dans la branche fermée *ab* descende en *m*. La tension de la vapeur se trouve mesurée par la pression de l'atmosphère, diminuée de la colonne de mercure $\alpha\beta$ dans le manomètre, et de la colonne *mn* dans le tube recourbé *abc*. L'influence capillaire de la petite couche liquide qui se trouve au-dessus du ménisque dans le tube *ab*, est déterminée, après les expériences, par des mesures directes, en établissant l'égalité de pression dans les branches *ab* et *bc*, après avoir ouvert le tube en *a*.

Le vase VV′ est rempli d'eau, que l'on maintient à une température constante, comme il a été dit page 483.

On s'assure facilement, par le procédé suivant, que l'appareil est convenablement disposé, et qu'il ne reste pas d'air dans la branche *ab*. On fait une première série de déterminations, le niveau du mercure s'arrêtant en *m*; puis on fait descendre ce niveau jusqu'en *m′* en faisant couler du mercure; l'espace occupé par la vapeur se trouve, dans ce cas,

double de celui qu'il occupait dans la première expérience; s'il existait la moindre quantité d'air dans la branche *ab*, on ne trouverait pas la même tension de vapeur dans la seconde expérience que dans la première.

Si l'on voulait déterminer par le même procédé les tensions d'un liquide peu volatil à de basses températures, on mettrait le tube *fg* en communication avec une petite pompe pneumatique, au moyen de laquelle on raréfierait préalablement l'air renfermé dans la branche *bc*, et l'on scellerait ensuite le tube *fg* à la lampe. La disposition de la clef du robinet *r* percé de trois trous, *fig.* 8, rend ces diverses manipulations très-faciles.

Quand on veut faire des expériences sous des pressions plus fortes que celle de l'atmosphère, on scelle le tube *fg* à un moment où le manomètre ne renferme pas de mercure. On verse ensuite du mercure dans le tube *kl*; l'air renfermé dans le tube *hi* se trouve ainsi refoulé dans un espace de plus en plus petit, et augmente de force élastique.

Le procédé que je viens de décrire est très-commode pour les liquides très-volatils, parce qu'il permet de déterminer leurs forces élastiques entre des limites très-étendues. Je ne l'ai pas employé pour l'eau, parce que je le regarde, à cause du grand nombre de mesures qu'il exige, comme beaucoup moins précis pour les faibles tensions, que les méthodes qui ont été décrites précédemment, et dans lesquelles je me suis attaché à diminuer le nombre des mesures autant que possible (*).

(*) Ce procédé est semblable à celui qui a été employé récemment par

Les ménisques dans le tube recourbé *abc* et dans le manomètre *hilk*, étaient relevés simultanément au moyen de deux cathétomètres, par deux observateurs. Cette précaution est essentielle, surtout pour les tensions un peu considérables, parce que l'air renfermé dans le tube *hi* du manomètre fonctionne comme thermomètre à air. Si les observations se font successivement, des erreurs notables pourront résulter des déplacements des ménisques, produits par les petits

---

M. Magnus pour déterminer la force élastique de la vapeur aqueuse entre 0 et 100 degrés, dans un Mémoire qui a été publié (*Annales de Poggendorff*, tome LXI, page 226), et dont la traduction a été donnée dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome XII, page 69. Il en diffère par la manière d'obtenir les températures stationnaires auxquelles les observations doivent être faites. M. Magnus emploie pour cela un appareil composé de plusieurs caisses concentriques en tôle, qui sont chauffées en dessous au moyen de lampes à alcool. J'ai eu occasion, dans une Note insérée (*Annales de Chimie et de Physique*, tome VI, page 370), de faire quelques objections contre cette méthode. M. Magnus pense les réfuter, en citant une expérience dans laquelle deux thermomètres à air, disposés de manière à ce que l'un de ces instruments enveloppât entièrement l'autre, ont marché constamment d'accord, quand on a élevé successivement la température jusqu'à 250 degrés. Je ne pense pas que cette expérience lève la difficulté; je ne conçois pas, en effet, comment les deux thermomètres à air pourraient présenter des différences sensibles dans les circonstances où les place M. Magnus. Mon objection porte sur le cas d'un thermomètre à air comparé à un thermomètre à mercure (tome VI, page 373). Cette méthode me paraît surtout devoir être rejetée pour les basses températures, qu'il est si facile d'obtenir stationnaires dans des bains liquides. M. Magnus n'aurait certainement pas rencontré de si grandes différences dans ses expériences sur la tension de la vapeur aqueuse aux basses températures, s'il avait employé des bains liquides.

changements de température qui peuvent survenir dans l'air ambiant.

Dans la plupart des expériences qui précèdent, la colonne de mercure qui transmet la pression est chauffée à la même température que la vapeur dont on mesure la tension, et quelquefois l'espace dans lequel se développe la vapeur est en communication facile avec le tube renfermant le mercure; cela arrive surtout dans l'appareil décrit page 481. Or, si, dans les limites de température où nous opérons, la tension de la vapeur du mercure était notable, cette tension pourrait s'ajouter à celle du liquide soumis à l'observation, et rendre les déterminations inexactes. Il est donc nécessaire de déterminer directement la force élastique de la vapeur de mercure entre 0 et 100 degrés, et de s'assurer si elle peut altérer les résultats d'une manière sensible.

J'ai annoncé, page 493, que l'on obtenait des valeurs assez exactes pour la tension de la vapeur aqueuse, lors même que le tube barométrique qui mesure la pression se trouve à une température plus basse de 8 à 10 degrés que celle du ballon dans lequel se développe la vapeur. J'ai eu occasion de constater le même fait sur l'essence de térébenthine, même pour des excès de température plus considérables. Il est probable, dans ce cas, que c'est l'air resté dans l'appareil qui, refoulé dans l'espace barométrique, sert à transmettre la pression développée dans le ballon. J'ai pensé que cette méthode serait, à plus forte raison, applicable à la détermination de la force élastique de la vapeur de mercure, entre les limites de température où celle-ci reste extrêmement faible.

J'ai introduit dans le ballon de l'appareil, *fig.* 4 et 5, avec les tubes barométriques extérieurs au vase VV', 300 grammes

environ de mercure très-pur; j'ai fait un grand nombre de fois le vide en chauffant le mercure, pour dessécher l'appareil; enfin, j'ai épuisé une dernière fois l'air, et j'ai fermé le tube à la lampe. Le ballon ayant été enveloppé de glace fondante, j'ai pris la différence de niveau des deux colonnes de mercure. J'admets que la tension de la vapeur mercurielle est nulle à o degré, de sorte que la différence de niveau observée mesure simplement la force élastique de l'air resté dans l'appareil. On place maintenant le ballon dans de l'eau, dont on élève successivement la température jusqu'à l'ébullition, en prenant les précautions qui ont été exposées plus haut pour rendre les températures stationnaires au moment des observations. Les différences de hauteur des deux colonnes de mercure se composent alors de la force élastique de l'air resté dans l'appareil, et de la tension de la vapeur mercurielle; on aura donc celle-ci en retranchant de la différence de hauteur observée, la force élastique de l'air calculée pour la température dont il s'agit, d'après sa force élastique observée directement à zéro.

Dans une première expérience, j'ai laissé à dessein dans l'appareil une quantité un peu notable d'air; la force élastique de cet air à o degré a été trouvée de $4^{mm},22$. Les tensions de la vapeur de mercure ont été trouvées :

	°	mm
à	0,00	0,000
	23,57	0,068
	38,01	0,098
	100,60	0,555 (*)

(*) J'ai fait quelques déterminations de la tension de vapeur du mercure à des températures plus élevées, en chauffant le ballon dans un bain d'huile.

Dans une autre expérience, on a fait un vide presque parfait, en chauffant à l'ébullition le mercure renfermé dans le ballon, pendant qu'on faisait le vide. La force élastique de l'air resté dans le ballon a été trouvée de $0^{mm},10$ à 0 degré. On a ensuite obtenu les valeurs suivantes pour les tensions de la vapeur de mercure :

°	mm
0,00	0,000
25,39	0,034
49,15	0,087
72,74	0,183
100,11	0,407

Ces deux séries d'expériences diffèrent notablement, quand on compare les valeurs relatives qu'elles donnent pour les forces élastiques de la vapeur mercurielle; mais les différences absolues que l'on trouve entre ces forces élastiques sont réellement très-petites et de l'ordre des incertitudes des observations. Les expériences précédentes suffisent, néanmoins, pour montrer que la tension de la vapeur de mercure à 100 degrés est d'environ $0^{mm},5$, et qu'à la température de 50 degrés, elle s'élève à peine à $0^{mm},10$; elle est donc à peu près négligeable au-dessous de 50 degrés, et je n'ai pas jugé nécessaire d'introduire cette correction dans les tableaux qui suivent, parce qu'elle n'est pas suffisamment certaine et qu'elle est à peu près de l'ordre des erreurs d'observation.

Vers 200 degrés les expériences sont devenues évidemment fautives, par suite de la distillation du mercure. Quoi qu'il en soit, voici les nombres que j'ai obtenus : il convient de ne les regarder que comme des approximations :

°	mm
100,6	0,56
146,3	3,46
177,9	10,72
200,5	22,01

TABLEAU N° II.

SÉRIE *a*.					DIFFÉRENCE.
TEMPÉRATURES.		MOYENNES des TEMPÉRATURES.	TENSIONS		
Therm. n° 8.	Therm. n° 7.		observées.	calculées.	
			mm	mm	mm
0°00	0°00	0,00	4,695	»	»
0,00	0,00	0,00	4,665	»	»
0,00	0,00	0,00	4,675	»	»
20,16	20,18	20,17	17,62	»	»
20,14	20,18	20,16	17,64	17,563	+0,08
23,59	23,59	23,59	21,66	»	»
23,57	23,58	23,57	21,62	21,618	—0,00
23,45	23,52	23,48	21,56	»	»
23,45	23,52	23,48	21,59	»	»
28,18	28,26	28,22	28,50	»	»
28,16	28,25	28,20	28,50	28,431	+0,07
28,03	28,09	28,06	28,13	28,200	—0,07
28,07	28,11	28,09	28,31	»	»
31,04	31,11	31,08	33,62	33,559	+0,06
31,04	31,13	31,08	33,62	»	»
33,51	33,63	33,57	38,40	»	»
33,49	33,61	33,55	38,38	38,583	—0,20
36,42	36,53	36,48	45,49	»	»
36,38	36,47	36,43	45,35	»	»
36,35	36,40	36,38	45,19	»	»
36,37	36,42	36,40	45,29	45,183	+0,11
36,54	36,62	36,58	45,76	»	»
36,56	36,62	36,59	45,76	»	»
40,71	40,79	40,75	57,58	57,146	+0,43
40,65	40,72	40,69	57,38	»	»
44,72	44,78	44,75	70,77	70,476	+0,29
49,65	49,75	49,70	90,69	90,617	+0,07
49,65	49,75	49,70	90,74	»	»

Suite du TABLEAU N° II.

SÉRIE *b*.					DIFFÉRENCE.
TEMPÉRATURES.		MOYENNES des TEMPÉRATURES.	TENSIONS		
therm. n° 8.	therm. n° 7.		observées.	calculées.	
°	°	°	mm	mm	mm
0,00	0,00	0,00	4,65	»	»
0,00	0,00	0,00	4,65	»	»
0,00	0,00	0,00	4,65	»	»
19,81	19,83	19,82	17,26	17,199	+0,06
19,82	19,84	19,83	17,26	»	»
19,82	19,85	19,83	17,26	»	»
22,68	22,73	22,70	20,56	20,513	+0,05
22,69	22,73	22,71	20,58	»	»
22,70	22,74	22,72	20,56	»	»
24,65	24,68	24,67	23,07	»	»
24,65	24,69	24,67	23,10	23,092	+0,01
24,67	24,70	24,69	23,15	»	»
28,83	28,87	28,85	29,50	29,524	—0,02
28,83	28,86	28,84	29,46	»	»
28,83	28,86	28,85	29,48	»	»
33,81	33,84	33,82	39,09	»	»
33,81	33,84	33,82	39,11	39,170	—0,06
18,31	18,35	18,33	15,84	»	»
18,34	18,36	18,35	15,84	15,707	+0,13
18,36	18,37	18,36	15,84	»	»
18,38	18,38	18,38	15,88	»	»
20,99	20,97	20,98	18,60	»	»
21,00	20,98	20,99	18,54	»	»
21,01	20,99	21,00	18,60	18,495	+0,10
25,48	25,47	25,48	24,35	»	»
25,50	25,49	25,49	24,35	»	»
25,52	25,50	25,51	24,41	24,275	+0,15
25,56	25,51	25,53	24,45	»	
32,16	32,21	32,19	35,86	»	

Suite du TABLEAU N° II.

SÉRIE *b.* (*Suite.*)					DIFFÉRENCE.
TEMPÉRATURES.		MOYENNES des TEMPÉRATURES.	TENSIONS		
therm. n° 8.	therm. n° 7.		observées.	calculées.	
°	°	°	mm	mm	mm
32,18	32,21	32,20	35,88	35,737	+0,14
30,94	30,96	30,95	33,42	»	»
30,94	30,98	30,96	33,48	»	»
30,94	30,99	30,97	33,50	33,349	+0,15
30,97	31,00	30,98	33,48	»	»
30,97	31,00	30,98	33,54	»	»
34,18	34,22	34,20	40,22	«	»
34,18	34,23	34,21	40,26	40,031	+0,23
34,19	34,24	34,22	40,28	»	»
37,22	37,25	37,23	47,50	»	»
37,22	37,25	37,23	47,44	47,281	+0,16
37,22	37,25	37,23	47,46	»	»
39,39	39,39	39,39	53,34	53,142	+0,20
39,37	39,41	39,39	53,36	»	»
39,43	39,44	39,43	53,50	»	»
39,44	39,46	39,45	53,76	»	»
42,58	42,63	42,61	63,22	»	»
42,57	42,62	42,60	63,14	63,012	+0,13
42,56	42,61	42,59	63,26	»	»
42,57	42,63	42,60	63,26	»	»
16,49	16,50	16,50	14,05	13,972	+0,08
16,50	16,52	16,51	14,09	»	»
16,54	16,55	16,54	14,07	»	»

TABLEAU N° III.

SÉRIE *c*.				SÉRIE *c*.			
TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.	TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
°	mm	mm	mm	°	mm	mm	mm
0,00	4,58	»	»	22,85	20,52	»	»
0,00	4,55	»	»	22,85	20,58	20,699	—0,12
0,00	4,54	»	»	22,86	20,56	»	»
0,00	4,60	»	»	22,88	20,61	»	»
0,00	4,58	»	»	25,59	24,25	»	»
0,00	4,56	»	»	25,56	24,22	24,347	—0,12
0,00	4,58	»	»	25,56	24,19	»	»
11,49	9,96	»	»	28,14	28,21	28,332	—0,12
11,52	9,97	10,133	—0,16	28,13	28,15	»	»
11,54	10,04	»	»	30,30	31,92	32,096	—0,17
11,54	10,02	»	»	30,29	31,91	»	»
13,84	11,66	»	»	32,49	36,16	36,352	—0,17
13,84	11,70	11,785	—0,08	32,42	36,01	»	»
13,85	11,70	»	»	32,38	36,00	»	»
14,04	11,84	11,939	—0,10	32,39	35,99	»	»
14,04	11,82	»	»	36,13	44,34	44,518	—0,19
14,06	11,85	»	»	36,13	44,32	»	»
16,43	13,76	»	»	38,88	51,37	51,704	—0,33
16,46	13,83	13,937	—0,10	38,86	51,31	»	»
19,12	16,34	»	»				
19,12	16,40	16,468	—0,07	SÉRIE *d*.			
19,13	16,44	»	»	0,00	4,69	»	»
15,93	13,36	13,475	—0,11	0,00	4,67	»	»
15,94	13,37	»	»	0,00	4,67	»	»
18,10	15,32	15,453	—0,13	0,00	4,65	»	»
18,09	15,32	»	»	8,20	8,14	»	»
18,11	15,32	»	»	8,24	8,18	»	»
20,28	17,59	»	»	8,27	8,20	8,1640	+0,04
20,23	17,56	»	»	8,28	8,26	»	»
20,25	17,52	17,661	—0,13	9,00	8,58	8,574	+0,01
20,29	17,56	»	»	9,00	8,60	»	»
20,29	17,64	»	»	9,01	8,62	»	»
20,29	17,63	»	»	9,02	8,62	»	»

Suite du TABLEAU N° III.

TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
SÉRIE *d*.			
°	mm	mm	mm
9,04	8,68	»	»
13,92	11,84	11,850	—0,01
13,92	11,86	»	»
13,92	11,86	»	»
16,34	13,82	»	»
16,35	13,82	13,840	—0,02
16,36	13,82	»	»
19,88	17,21	»	»
19,88	17,21	17,263	—0,05
15,62	13,20	»	»
15,61	13,22	»	»
15,62	13,22	13,212	+0,01
15,62	13,24	»	»
SÉRIE *e*.			
0,00	4,59	»	»
0,00	4,59	»	»
0,00	4,59	»	»
6,70	7,27	»	»
6,72	7,27	»	»
6,74	7,25	7,361	—0,11
6,77	7,33	»	»
7,39	7,66	7,693	—0,03
7,41	7,64	»	»
10,11	9,11	»	»
10,11	9,13	»	»
10,11	9,15	9,232	—0,08
13,60	11,54	»	»
13,60	11,56	11,605	—0,04
13,60	11,52	»	»
13,60	11,52	»	»
14,92	12,55	»	»
14,92	12,57	12,634	—0,06

TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
SÉRIE *e*.			
°	mm	mm	mm
14,91	12,57	»	»
16,54	13,89	»	»
16,55	13,91	»	»
16,55	13,87	»	»
16,55	13,91	14,016	—0,10
18,32	15,53	»	»
18,32	15,61	15,667	—0,06
18,32	15,59	»	»
20,51	17,81	»	»
20,51	17,81	17,946	—0,13
20,54	17,85	»	»
22,84	20,53	»	»
22,84	20,53	20,687	—0,15
22,85	20,55	»	»
9,98	9,07	»	»
9,98	9,01	»	»
9,98	9,07	»	»
9,98	9,09	9,153	—0,06
17,25	14,57	»	»
17,25	14,55	14,650	—0,10
SÉRIE *f*.			
— 0,37	4,48	4,457	+0,02
—11,69	1,70	»	»
— 8,11	2,39	2,305	+0,08
— 4,61	3,19	3,100	+0,09
— 7,82	2,46	»	»
— 2,43	3,81	3,739	+0,07
— 0,83	4,34	»	»
—30,59	0,33	»	»
—28,13	0,47	0,427	+0,04
—23,95	0,53	»	»
—19,41	0,88	0,885	0,00

SUITE DU TABLEAU N° III.

SÉRIE *f*.

TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
°	mm	mm	mm
—16,83	1,16	1,100	+ 0,06
—14,62	1,38	»	»
—12,55	1,62	1,581	+ 0,04

SÉRIE *g*.

therm. N.	therm. 2.	obs.	calcul.	DIFFÉRENCE.
°	°	mm	mm	mm
0,00	0,00	4,61	»	»
—27,11	»	0,46	»	»
—28,45	»	0,38	»	»
—28,39	»	0,43	»	»
—28,00	»	0,41	0,430	—0,02
—27,80	»	0,48	0,438	+0,04
—25,31	»	0,52	»	»
—25,00	»	0,52	0,553	—0,03
—22,74	»	0,71	»	»
—21,79	»	0,71	0,724	—0,01
—21,16	»	0,73	»	»
—18,69	»	0,93	»	»
—18,41	»	0,98	0,963	+0,02
—16,43	»	1,17	1,138	+0,03
—16,15	»	1,15	»	»
—13,25	»	1,51	»	»
—10,67	—10,71	1,88	1,851	+0,03
—10,29	—10,31	1,99	»	»
— 7,81	— 7,76	2,51	»	»
— 7,56	— 7,59	2,49	2,423	+0,07
— 5,51	— 5,57	2,94	»	»
— 5,37	— 5,43	2,96	3,022	—0,06
— 3,72	— 3,75	2,39	3,347	+0,04
— 3,68	— 3,75	3,41	»	»

SÉRIE *h*.

TEMPÉRAT. th. n° 7. therm. N.	therm. 2.	TENSIONS obs.	TENSIONS calcul.	DIFFÉRENCE.
°	°	mm	mm	mm
0,00	0,00	4,54	»	»
0,00	»	4,54	»	»
0,00	»	4,54	»	»
0,00	»	4,58	»	»
0,00	»	4,58	»	»
0,00	»	4,57	»	»
0,00	»	4,58	»	»
—32,84	»	0,27	»	»
—32,78	»	0,28	»	»
—32,26	»	0,29	»	»
—30,67	»	0,33	»	»
—30,89	»	0,32	0,339	—0,02
—30,46	»	0,33	»	»
—29,66	»	0,34	»	»
—23,23	»	0,61	»	»
—23,00	»	0,66	0,654	+0,01
—23,71	»	0,57	»	»
—23,51	»	0,59	»	»
—22,27	»	0,66	»	»
—22,10	»	0,66	»	»
—20,49	»	0,76	»	»
—20,28	»	0,72	»	»
—18,78	»	0,91	0,933	—0,02
—18,59	»	0,89	0,948	—0,05
—17,32	—17,43	1,01	»	»
—17,10	—17,14	1,04	»	»
—14,36	—14,44	1,34	»	»
—14,17	—14,26	1,38	1,372	+0,01
—12,53	—12,59	1,61	»	»
—12,26	—12,32	1,63	»	»
—10,60	—10,65	1,97	1,862	+0,10
—10,47	—10,49	1,99	»	»
— 7,84	— 7,90	2,40	2,355	+0,04

Suite du TABLEAU N° III.

SÉRIE *h*.

TEMPÉRAT. th. n° 7. therm. N.	therm. 2.	TENSIONS obs.	TENSIONS calcul.	DIFFÉRENCE.
°	°	mm	mm	mm
— 7,64	— 7,73	2,40	»	»
— 6,37	— 6,38	2,79	»	»
— 6,39	— 6,41	2,82	»	»
— 6,20	— 6,24	2,88	»	»
— 4,87	— 4,86	3,20	3,037	+0,16
— 4,82	— 4,84	3,20	»	»
— 3,64	— 3,64	3,47	»	»
— 3,51	— 3,52	3,52	»	»
— 1,16	— 2,11	3,91	»	»
— 2,38	— 2,40	3,85	»	»
th. n° 7.				
+ 2,48	»	5,41	»	»
+ 2,24	»	5,31	»	»
+ 2,30	»	5,32	»	»
+ 3,84	»	5,95	»	»
+ 3,85	»	5,97	»	»
+ 5,99	»	6,91	»	»
+ 5,98	»	6,91	»	»
+ 7,96	»	7,94	»	»
+ 7,96	»	7,88	»	»
+ 7,95	»	7,92	»	»
+ 9,71	»	8,87	»	»
+ 9,70	»	8,87	»	»

SÉRIE *i*.

0,00	4,54	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,52	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,52	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,52	»	»
0,00	4,50	»	»

SÉRIE *i*.

TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
mm	mm	mm	mm
0,00	4,50	»	»
0,00	4,54	»	»

SÉRIE *j*.

0,00	4,56	»	»
0,00	4,53	»	»
0,00	4,56	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,52	»	»
0,00	4,52	»	— 0,08
7,61	7,64	7,808	— 0,168
9,93	8,94	9,122	— 0,182
12,34	10,46	10,693	— 0,233
16,42	13,60	13,902	— 0,302

SÉRIE *k*.

0,00	4,54	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,52	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,56	»	»
0,00	4,54	»	»
0,00	4,56	»	»
7,61	7,63	»	»
7,61	7,65	7,808	— 0,158
9,93	8,95	9,122	— 0,172
9,93	8,93	»	»
12,34	10,47	10,692	— 0,222
12,34	10,45	»	»
16,42	13,58	»	»
16,42	13,62	13,901	— 0,281

Suite du TABLEAU N° III.

SÉRIE *l*.			
TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
°	mm	mm	mm
0,00	4,66	»	»
0,00	4,67	»	»
0,00	4,64	»	»
0,00	4,62	»	»
0,00	4,64	»	»
0,00	4,66	»	»
0,00	4,67	»	»
0,00	4,66	»	»
0,00	4,66	»	»
9,77	9,03	»	»
9,80	9,02	9,044	— 0,02
9,83	9,07	»	»
12,75	11,00	»	»
12,75	10,98	10,982	— 0,00
15,63	13,13	»	»
15,63	13,18	13,22	— 0,04
18,94	16,25	»	»
18,97	16,27	16,284	— 0,01
18,97	16,29	»	»
21,37	18,77	»	»
21,37	18,82	18,918	— 0,10
24,36	22,64	»	»
24,36	22,65	22,668	— 0,02
27,09	26,64	26,646	0,00
27,09	26,68	»	»
28,27	28,58	»	»
28,28	28,65	28,564	+ 0,09
26,87	26,36	26,31	+ 0,05
26,87	26,37	»	»
33,71	38,92	»	»
33,70	38,87	38,909	— 0,04
37,07	46,83	»	»
37,06	46,89	46,845	+ 0,04

SÉRIE *l*.			
TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
°	mm	mm	mm
37,06	46,82	»	»
41,03	57,97	58,002	— 0,03
41,03	58,06	»	»
41,02	57,97	»	»
44,08	68,21	»	»
44,08	68,24	»	»
44,08	68,09	68,072	+ 0,02
35,13	42,29	42,129	+ 0,16
35,13	42,35	»	»
35,13	42,27	»	»

SÉRIE *m*.			
0,00	4,66	»	»
0,00	4,66	»	»
0,00	4,65	»	»
25,69	24,51	»	»
25,69	24,54	24,533	— 0,01
35,87	43,86	»	»
35,87	43,90	43,886	+ 0,01
43,66	66,67	»	»
43,66	66,60	66,602	0,00
43,62	66,57	»	»
49,58	90,10	90,076	+ 0,02
49,58	90,04	»	»
49,58	90,04	»	»
14,37	12,25	12,220	+ 0,03
14,40	12,30	»	»
26,69	26,12	»	»
26,68	26,08	26,012	+ 0,07
26,68	26,10	»	»
36,15	44,54	»	»
36,17	44,63	»	»
36,17	44,65	44,615	+ 0,03

SUITE DU TABLEAU N° III.

SÉRIE *m*.				SÉRIE *m*.			
TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.	TEMPÉRAT. th. n° 7.	TENSIONS observées.	TENSIONS calculées.	DIFFÉRENCE.
°	mm	mm	mm	°	mm	mm	mm
44,39	69,31	»	»	53,63	109,96	109,954	0,00
44,38	69,25	69,142	+ 0,13	53,66	110,16	»	»
51,22	97,41	97,718	— 0,30	58,34	137,29	»	»
51,21	97,39	»	»	58,38	137,78	»	»
53,61	109,90	»	»	58,37	137,66	137,632	+ 0,03

Les tableaux qui précèdent renferment toutes les expériences que j'ai faites sur les forces élastiques de la vapeur d'eau dans les basses températures; mais je ne regarde pas toutes les séries comme présentant les mêmes garanties d'exactitude. Ainsi, les séries *j*, *k* m'inspirent peu de confiance, par cela seul que les différences entre les nombres calculés et les nombres observés vont continuellement en augmentant avec la température. Je les ai néanmoins publiées, afin de n'omettre aucune des séries d'expériences qui ont été faites.

DEUXIÈME PARTIE.

DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR AQUEUSE DANS LES HAUTES TEMPÉRATURES.

Les méthodes que j'ai exposées dans les précédents chapitres ne conviennent que pour des températures inférieures à 60 ou 70 degrés; dans les degrés supérieurs, l'eau se divise si promptement en couches inégalement chaudes, qu'il faut une agitation permanente pour empêcher cette séparation d'avoir lieu ; ces méthodes deviennent d'ailleurs absolument impraticables dans les températures supérieures à 100 degrés.

J'ai eu recours, pour les températures élevées, à un procédé bien connu, et qui a été employé par plusieurs physiciens, notamment par MM. Arago et Dulong. Ce procédé consiste à observer la température à laquelle l'eau bout sous des pressions déterminées; il présente l'avantage de pouvoir être employé pour les pressions les plus élevées, et il donne des résultats très-exacts, quand il est convenablement appliqué.

Dans l'appareil de MM. Arago et Dulong, l'eau n'entrait réellement pas en ébullition (*Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, tome XLIII, page 74); sa force élastique augmentait par l'action de la chaleur, jusqu'à un certain maximum, que l'on déterminait sur un manomètre à

air, en même temps que l'on observait les thermomètres plongés dans la vapeur et dans l'eau liquide de la chaudière; d'autres fois on observait simultanément les thermomètres et le manomètre, lorsque la température était encore ascendante et approchait du maximum. On peut craindre, dans cette manière d'opérer, que les thermomètres, qui sont nécessairement un peu en retard sur la température de la vapeur, n'atteignent pas le même degré que celle-ci, au moment où ils marquent leur maximum.

L'erreur qui peut en résulter est probablement très-faible, ou même insensible dans les expériences faites sous de grandes pressions, parce que dans ce cas une très-petite différence de température correspond à un grand changement de force élastique; mais l'erreur ne serait probablement pas négligeable sous les pressions faibles, par exemple sous celles qui sont inférieures à la pression de l'atmosphère.

Il est facile de mettre ce procédé à l'abri de toute objection, en disposant l'expérience dans des conditions tout à fait identiques à celles dans lesquelles on fait bouillir l'eau sous la pression ordinaire de l'atmosphère, lorsque l'on fixe le point 100 des thermomètres, et la température, à laquelle l'eau entre en ébullition sous les différentes pressions, peut alors être déterminée avec la même précision. Il suffit pour cela de faire bouillir l'eau dans un vase qui communique librement avec un espace un peu vaste, dans lequel on comprime de l'air ou dans lequel on le dilate à volonté; cet air forme une atmosphère artificielle qui exerce une pression à la surface du liquide chauffé. On obtient ainsi une température d'ébullition aussi parfaitement stationnaire, que celle que présente l'eau qui bout à l'air libre, et on peut maintenir cette température aussi longtemps stationnaire que l'on veut.

Mais avant de disposer les appareils qui devaient me permettre de poursuivre les expériences jusque sous les plus hautes pressions, et qui devaient entraîner des dépenses assez considérables, j'ai pensé qu'il était convenable d'essayer le procédé sur une plus petite échelle, afin d'en étudier les diverses circonstances et de reconnaître les causes d'erreur qu'il peut présenter.

Expériences avec le petit appareil.

Cet appareil est représenté planche II, *fig.* 1, 2 et 3. Il consiste en une cornue de cuivre rouge A fermée par un couvercle boulonné. Ce couvercle porte quatre tubes en fer, fermés par le bas : deux de ces tubes plongent jusque près du fond de la cornue, les deux autres ne descendent que jusqu'au milieu. Ces tubes, qui ont 7 millimètres de diamètre intérieur et 1 millimètre environ d'épaisseur, sont enveloppés d'un manchon très-mince en cuivre *abcd*, *fig.* 2, attaché au couvercle et portant des ouvertures *o*, *o*, *o* à la partie supérieure. Le col de la cornue s'engage dans un tube TT' de 1 mètre environ de long, enveloppé d'un manchon en cuivre dans lequel on fait arriver un courant continuel d'eau froide : ce tube communique avec un ballon B en cuivre, de 24 litres de capacité, renfermé dans un vase VV' plein d'eau à la température ambiante. Le ballon porte à sa partie supérieure un ajutage à deux branches : dans l'une de ces branches *xs* on mastique le tube *chg* de l'appareil *fig.* 4, 5, à côté du baromètre *ok*, qui plonge dans la même cuve à mercure U, lorsqu'on fait des expériences sous des pressions plus faibles que celle de l'atmosphère, ou le tube *pq* du manomètre *fig.* 3, dans les expériences qui se font sous des

pressions plus considérables. La seconde branche peut communiquer, au moyen d'un tube de plomb tt', soit avec une machine pneumatique pour raréfier l'air dans l'appareil, soit avec une pompe foulante quand on veut le condenser.

Les quatre tubes en fer sont remplis de mercure jusqu'à une distance de quelques centimètres de l'orifice; des thermomètres à mercure sont maintenus dans ces tubes; les réservoirs des thermomètres descendent jusqu'au fond des tubes; deux de ces thermomètres se trouvent ainsi plongés dans l'eau, et les deux autres dans la vapeur.

On fait le vide dans l'appareil, de manière à n'y laisser qu'une pression très-faible. On chauffe l'eau à l'ébullition, la vapeur vient se condenser dans le réfrigérant TT' et retombe dans la cornue. La pression, sous laquelle l'ébullition a lieu, est mesurée par la différence de hauteur du mercure dans le tube et dans le baromètre. La colonne de mercure soulevée dans le tube qui communique avec le ballon n'est jamais absolument stationnaire, elle a presque toujours un petit mouvement d'oscillation; mais ce mouvement n'a lieu que dans une amplitude très-restreinte, qui ne s'élève pas à $\frac{1}{10}$ de millimètre, quand on règle convenablement le feu sous la cornue. L'observateur suivait le ménisque sous le fil de la lunette du cathétomètre, et il lui était facile de relever ce ménisque dans des moments où il était absolument stationnaire; la position qu'occupait alors le ménisque était ordinairement la position moyenne entre les positions extrêmes qu'il prenait pendant ses très-petites oscillations. Le baromètre qui plongeait dans la même cuvette ne présentait pas d'oscillations sensibles, de sorte que l'on pouvait le relever à son aise, après l'observation du ménisque dans le tube hg.

Un second observateur lisait de loin, avec une lunette, les thermomètres plongés dans la cornue; on évitait ainsi les erreurs de parallaxe dans la lecture.

On faisait de cette manière un certain nombre de déterminations sous la même pression, en laissant un intervalle de huit à dix minutes entre deux déterminations consécutives; il était facile de reconnaître ainsi la parfaite constance des températures indiquées par les thermomètres pour une même pression, et de s'assurer que le moindre changement dans la pression était indiqué immédiatement par une variation correspondante dans la température.

Pour obtenir une plus grande pression dans l'appareil, on ouvrait avec précaution le robinet *r*, et on laissait entrer la quantité d'air nécessaire pour établir la pression désirée.

On obtenait ainsi successivement les températures de l'ébullition de l'eau, depuis les pressions les plus faibles jusqu'à celle de l'atmosphère. Cette dernière était mesurée sur le baromètre même de l'appareil, en opérant comme il a été dit page 491.

Pour déterminer les températures auxquelles l'eau bout sous des pressions plus grandes que celle de l'atmosphère, on disposait l'appareil de la manière qu'il est représenté dans la *fig.* 1; c'est-à-dire, que l'on remplaçait l'appareil des *fig.* 4 et 5 par celui de la *fig.* 3, et que l'on mettait le tube *tt'* en communication avec une pompe foulante à air.

Le tube *mn* a 4 mètres environ de longueur et 14 millimètres de diamètre intérieur; il est appliqué sur une planche maintenue exactement dans la verticale. Trois thermomètres à gros réservoir, convenablement espacés, donnent

la température moyenne de la colonne de mercure dans le tube *mn*.

Au moyen de la pompe foulante on établit la pression que l'on veut dans l'appareil. Cette pression est mesurée par la hauteur du baromètre, augmentée de la hauteur de mercure qui représente la différence des deux niveaux du mercure dans les tubes *mn* et *pq*. La détermination de cette dernière hauteur exige des précautions, si on veut l'obtenir avec une grande exactitude. Dans la disposition actuelle de l'appareil, les colonnes de mercure oscillent toutes deux dans les tubes *mn* et *pq*. Ces oscillations n'ont lieu qu'entre de très-petites amplitudes, et elles ne sont souvent bien sensibles que dans la lunette du cathétomètre qui grossit beaucoup : cependant on s'exposerait à des erreurs de mesure qui ne seraient pas négligeables, si l'on voulait relever successivement, avec le même cathétomètre, le ménisque du tube *mn* et celui du tube *pq*. Cette opération est d'ailleurs impossible quand la différence de niveau dépasse 1 mètre, qui est la plus grande longueur de course de nos cathétomètres. On se servait alors de deux cathétomètres à la fois; chacun de ces instruments suivait un des ménisques. Il devenait ainsi facile d'observer des positions parfaitement correspondantes des deux ménisques, en choisissant le moment où les amplitudes d'oscillation étaient très-petites ($\frac{1}{10}$ de millimètre) autour d'une position d'équilibre. Les observations se faisaient simultanément par les deux observateurs, sur le signal donné par l'un d'eux. Les deux cathétomètres se réglaient sur un même point de repère tracé sur le tube *pq*, très-près de la position dans laquelle on amenait constamment le ménisque.

On avait tracé également sur le tube *mn*, à des intervalles

de $0^m,90$, des points de repère dont les distances ont été relevées un grand nombre de fois au moyen du cathétomètre. Entre ces différentes déterminations d'une même longueur de plus de 3 mètres, on n'a jamais trouvé de différence s'élevant à $\frac{1}{10}$ de millimètre ; ce qui prouve suffisamment l'exactitude du procédé de mesure. J'ai voulu rechercher encore, par des mesures directes, si les échelles des deux cathétomètres étaient identiques, et quel degré de précision on pouvait attendre de ce mode d'observation. A cet effet, j'ai placé les deux instruments en face l'un de l'autre, de telle sorte qu'au moyen de la lunette de l'un, on vît de la manière la plus distincte les divisions de l'autre, et *vice versâ*. J'ai relevé ensuite, de 5 en 5 centimètres, les divisions du premier de ces instruments à l'aide de l'appareil micrométrique du second. Je n'ai jamais obtenu ainsi, sur la course totale de 1 mètre, une différence qui s'élevât à $\frac{1}{20}$ de millimètre. Pour obtenir une pareille précision dans les mesures, les instruments doivent être construits avec une grande perfection ; les lunettes ne doivent pas avoir une trop grande longueur focale ($0^m,30$), et surtout les niveaux des lunettes doivent être d'une extrême sensibilité. Les niveaux des cathétomètres de M. Gambey indiquent facilement des inclinaisons de 1 seconde. Les verniers donnent immédiatement le $\frac{1}{50}$ de millimètre, et il est facile d'apprécier le $\frac{1}{100}$.

Les thermomètres à mercure, que j'employais dans ces expériences, étaient des thermomètres ordinaires à tiges droites ; une portion des colonnes de mercure dépassait nécessairement le couvercle de la cornue et ne se trouvait pas à la température de la vapeur; elle avait par conséquent besoin d'une correction. Cette correction serait facile, si on connais-

sait la température moyenne de ces colonnes avec une exactitude suffisante. Lorsque la tige est à l'air libre, la température des différents points de la colonne non plongée est variable, suivant la distance de ces points au couvercle de la chaudière. Pour éviter toute cause d'incertitude, MM. Dulong et Arago ont employé des thermomètres dont les tiges étaient courbées à angle droit immédiatement au sortir des tubes de fer, et renfermées dans des tubes de verre horizontaux, dans lesquels circulait un courant d'eau froide dont la température était donnée par un petit thermomètre.

On diminue beaucoup par cet artifice la longueur de la colonne dont la température est incertaine; mais il reste toujours une portion notable de la tige, à l'endroit de la courbure, qui ne peut être maintenue dans l'eau et dont on ne connaît pas la température. Les thermomètres ainsi contournés présentent d'ailleurs plusieurs inconvénients graves. Pour que leur calibrage soit exact, il faut que leur échelle se trouve tout entière dans la partie horizontale de la tige; par conséquent, la correction doit porter sur un nombre de degrés très-considérable. La position des points fixes est aussi plus difficile à déterminer d'une manière certaine sur les thermomètres recourbés que sur les thermomètres à tiges droites. Ces considérations m'ont déterminé à employer des thermomètres à tiges droites, disposés de façon à ce qu'une portion seulement de l'échelle sortît au dehors de la cornue. Un petit thermomètre, placé vers le milieu des colonnes non plongées, donnait la température que l'on prenait pour l'expression de la température moyenne des colonnes de mercure qui s'élevaient au-dessus du couvercle de la chaudière. Restait à savoir si les corrections ainsi

faites étaient suffisamment exactes, ou si elles devaient être modifiées pour acquérir leur valeur véritable. Afin de décider cette question, j'ai fait les expériences suivantes :

Un thermomètre très-exact, parfaitement purgé d'air et ayant une course de 0 à 100 degrés, portait à l'extrémité de sa tige un renflement dans lequel on pouvait déverser une portion de son mercure. On prenait avec le plus grand soin le zéro de ce thermomètre dans la glace fondante, et le point 100 dans la vapeur de l'eau bouillante, la tige étant entièrement plongée dans la vapeur. On plaçait immédiatement le même thermomètre dans l'un des tubes en fer de la cornue dont l'eau bouillait sous la pression de l'atmosphère; une portion de la tige sortait, dans ce cas, de la cornue. La température indiquée par le thermomètre était corrigée pour la portion de colonne non plongée, en supposant que celle-ci possédait la température marquée par un petit thermomètre, dont le réservoir était placé vers le milieu de la colonne. Cette température ainsi corrigée s'est trouvée identique à celle que l'on avait obtenue précédemment dans l'appareil, lorsque la tige entière plongeait dans la vapeur. L'expérience précédente n'était pas suffisante pour démontrer l'exactitude de la correction; car il fallait encore admettre pour cela que le thermomètre à mercure, plongé dans le tube de fer, indiquât exactement la température de la vapeur de la cornue. Ce résultat pouvant être démontré d'une manière directe, je n'ai pas négligé de le faire. Pour cela, j'ai fait sortir de la tige de notre thermomètre une portion du mercure, et je l'ai déversée dans le réservoir supérieur, de telle sorte, que le thermomètre étant plongé de nouveau dans le tube en fer de la cornue et l'eau en ébullition

sous la pression ordinaire de l'atmosphère, le mercure s'arrêtât à la hauteur de quelques millimètres au-dessus du couvercle. J'ai observé avec le plus grand soin, au moyen de la lunette horizontale d'un cathétomètre, la division marquée par le thermomètre; puis j'ai plongé l'instrument dans l'appareil qui me sert pour déterminer le point 100 des thermomètres, et j'ai relevé de même la division à laquelle s'est arrêtée la colonne de mercure. Il m'a été impossible de constater ainsi la moindre différence entre les températures indiquées par le thermomètre dans les deux circonstances, bien que 1 degré centigrade occupât une longueur de 6 divisions de l'échelle.

Les deux expériences précédentes réunies démontrent, 1° que les thermomètres prennent dans les circonstances où ils sont placés dans l'appareil *fig.* 1, 2, la température de la vapeur; 2° que le mode de correction que j'ai indiqué comme devant être appliqué à la portion non plongée de la tige, est exact pour la température de 100 degrés. Le maximum de la correction s'élevait, dans ce cas, à 0°,35 pour mes thermomètres. J'ai admis le même mode de correction pour les températures inférieures à 100 degrés.

Les thermomètres employés dans les expériences qui ont été faites sous des pressions inférieures à celle de l'atmosphère, ne marchaient que de 0 à 100 degrés; ils avaient de 6 à 8 divisions par degré; il était facile par conséquent de lire avec certitude $\frac{1}{60}$ de degré. Les quatre thermomètres qui ont été employés dans les expériences faites sous de grandes pressions, avaient une marche de 0 à 240 degrés environ. Le degré centigrade valait 2,5 à 3 divisions de leur échelle. Tous ces instruments avaient été gradués et vérifiés par nous-mêmes avec le plus grand soin.

Pour corriger les portions de colonnes non plongées, dans les déterminations sous les hautes pressions, j'ai fait les expériences suivantes :

On faisait bouillir l'eau dans la cornue, sous une pression déterminée, plus grande que celle de l'atmosphère; trois de nos thermomètres ordinaires plongeaient dans les tubes de fer : dans le quatrième tube, on disposait le thermomètre à déversement, amorcé de telle façon que la colonne de mercure s'arrêtât à quelques millimètres au-dessus du couvercle, de manière à ne pas exiger de correction. On notait simultanément les indications des quatre thermomètres. Pour pouvoir calculer la température indiquée par le thermomètre à déversement, il suffisait de connaître la position du point 100 sur l'instrument; cette position était déterminée directement, en plongeant le thermomètre dans la vapeur de l'eau bouillante, sous la pression de l'atmosphère.

On connaissait donc la température indiquée par le thermomètre à déversement qui n'exigeait aucune correction, et les températures données par les autres thermomètres, qui avaient besoin d'être corrigées pour la portion de leur colonne qui sortait de la cornue; il était par conséquent facile de voir si le mode de correction adopté ramenait toutes ces indications à l'égalité. Il est bon de faire remarquer que les portions de tiges non plongées variaient notablement pour les divers thermomètres, et subissaient par conséquent des corrections absolues très-différentes.

Ces expériences ont été faites aux températures de 120, 130 et 140 degrés environ ; on a reconnu entre ces limites de température, que lorsque les corrections étaient faites sur les tiges, en admettant que leur température moyenne fût indiquée

par un thermomètre à mercure, dont le réservoir occupait la région moyenne, les thermomètres ne présentaient jamais des différences de 0°,2 avec le thermomètre à déversement. Ces différences peuvent être attribuées, au moins en partie, à l'inégalité de marche des instruments. J'ai admis, d'après cela, que la correction faite sur les colonnes non plongées, d'après le principe que j'ai indiqué, était suffisamment exacte jusqu'à 145 degrés.

Je réunis dans les tableaux n° IV les résultats que j'ai obtenus pour les forces élastiques de la vapeur entre 40° et 100°. J'ai donné séparément les températures indiquées par les thermomètres qui sont plongés dans le liquide, et celles des thermomètres plongés dans la vapeur. On voit que dans l'ébullition de l'eau, sous de basses pressions, le thermomètre plongé dans l'eau marque une température notablement plus élevée que celui qui plonge dans la vapeur, car la différence s'élève jusqu'à 0°,7 sous les très-faibles pressions; cette différence diminue, à mesure que la température du liquide bouillant s'élève, c'est-à-dire, à mesure que l'ébullition se fait sous une plus grande pression, et elle devient insensible quand l'ébullition a lieu sous la pression de l'atmosphère.

J'ai commencé à dessein cette série d'expériences, sous des pressions très-faibles, afin de pouvoir comparer les résultats qu'elle donne, avec ceux qui ont été obtenus pour les mêmes températures, au moyen des méthodes décrites dans les précédents chapitres. J'ai reconnu une concordance aussi parfaite qu'on peut le désirer; il est évident d'ailleurs que, dans les basses températures, les premières méthodes doivent être préférées.

Tableau n° IV. — SÉRIE *n*.

THERMOMÈTRES dans le liquide.		MOYENNES.	THERMOMÈTRES dans la vapeur.		MOYENNES.	TENSIONS		DIFFÉRENCE
O.	A.		N° 8.	N° 7.		observées.	calculées.	
°	°	°	°	°	°	mm	mm	mm
43,55	43,55	43,55	42,90	42,82	42,86	64,13	63,896	+0,25
43,64	43,55	43,59	42,89	42,83	42,86	64,13	»	»
43,64	43,46	43,55	42,91	42,83	42,87	64,12	»	»
49,49	49,50	49,495	48,95	48,99	48,97	87,59	»	»
49,49	49,52	49,50	48,98	49,02	49,00	87,57	»	»
49,53	49,54	49,535	48,98	49,00	48,99	87,55	87,455	+0,10
54,06	54,01	54,03	53,44	53,51	53,48	109,52	»	»
54,04	54,03	54,035	53,45	53,51	53,48	109,60	»	»
54,06	54,04	54,05	53,46	53,51	53,49	109,64	»	»
54,07	54,05	54,06	53,46	53,51	53,49	109,64	109,21	+0,43
54,06	54,04	54,05	53,46	53,51	53,49	109,66	»	»
57,37	57,38	57,375	56,78	56,86	56,82	128,47	»	»
57,38	57,38	57,38	56,78	56,84	56,81	128,49	128,091	+0,40
57,40	57,37	57,385	56,78	56,84	56,81	128,43	»	»
57,37	57,37	57,37	56,78	56,84	56,81	128,43	»	
61,31	61,39	61,35	60,84	60,89	60,86	155,18	»	»
61,34	61,39	61,36	60,84	60,88	60,86	155,16	154,836	+0,32
61,38	61,47	61,42	60,88	60,93	60,90	155,40	»	»
66,25	66,34	66,30	65,83	65,89	65,86	194,62	194,280	+0,34
66,25	66,34	66,30	65,83	65,89	65,86	194,62	»	»
66,25	66,35	66,30	65,83	65,89	65,86	194,62	»	»
71,95	72,37	72,16	71,75	71,77	71,76	251,73	»	»
71,95	72,38	72,165	71,74	71,77	71,76	251,73	251,463	+0,27
71,95	72,39	72,17	71,74	71,78	71,76	251,79	»	»
76,69	76,83	76,76	76,49	76,47	76,48	306,71	306,908	—0,19
76,69	76,81	76,75	76,50	76,48	76,49	306,71	»	»
76,68	»	»	76,46	76,44	76,45	306,47	306,524	—0,05
76,68	76,79	76,73	76,46	76,43	76,45	306,41	»	»
80,28	80,40	80,34	80,13	80,10	80,115	356,00	»	»
80,28	80,40	80,34	80,13	80,10	80,115	356,00	356,229	—0,23
80,28	80,40	80,34	80,12	80,09	80,105	356,00	»	»
83,24	83,33	83,28	83,08	83,06	83,07	401,28	»	»
83,24	83,33	83,28	83,07	83,05	83,06	401,30	»	»

Suite du TABLEAU N° IV. — Suite de la SÉRIE *n*.

THERMOMÈTRES dans le liquide.		MOYENNES.	THERMOMÈTRES dans la vapeur.		MOYENNES.	TENSIONS		DIFFÉRENCE.
O.	A.		N° 8.	N° 7.		observées.	calculées.	
°	°	°	°	°	°	mm	mm.	mm.
83,24	83,33	83,28	83,07	83,05	83,06	401,30	401,057	+0,24
83,24	83,32	83,28	83,07	83,04	83,06	401,30	»	»
86,81	86,80	86,80	86,66	86,65	86,65	462,27	»	»
86,81	86,83	86,82	86,66	86,66	86,66	462,26	»	»
86,81	86,85	86,83	86,66	86,67	86,67	462,34	462,257	+0,08
86,81	86,88	86,85	86,67	86,67	86,67	462,34	»	»
89,93	89,96	89,95	89,83	89,83	89,83	522,02	»	»
89,94	89,98	89,96	89,83	89,83	89,83	522,02	522,058	—0,04
89,94	89,90	89,92	89,84	89,83	89,83	522,00	»	»
92,32	92,24	92,28	92,19	92,17	92,18	569,79	»	»
92,31	92,22	92,26	92,18	92,15	92,17	569,79	»	»
92,32	92,21	92,26	92,18	92,17	92,17	569,71	»	»
92,32	92,28	92,30	92,20	92,21	92,20	569,83	»	»
92,32	92,28	92,30	92,20	92,19	92,20	569,83	571,033	—1,20
94,11	94,05	94,08	94,08	93,99	94,04	610,24	»	»
94,10	94,01	94,05	94,04	93,97	94,00	610,54	»	»
94,10	94,08	94,09	94,05	94,00	94,02	610,54	»	»
94,10	94,08	94,09	94,04	94,01	94,02	610,54	611,194	—0,65
95,79	95,77	95,78	95,77	95,74	95,75	651,64	»	»
95,79	95,73	95,76	95,76	95,72	95,74	651,34	651,288	+0,05
95,79	95,74	95,78	95,77	95,73	95,74	651,32	»	»
96,93	96,83	96,88	96,83	96,82	96,83	677,88	»	»
96,92	96,83	96,88	96,85	96,82	96,84	677,98	678,060	—0,08
96,92	96,86	96,89	96,89	96,85	96,87	677,92	»	»
96,92	96,89	96,90	96,87	96,82	96,84	677,88	»	»
98,75	98,82	98,78	98,76	98,70	98,73	727,07	726,205	+0,86
98,76	98,85	98,80	98,76	98,70	98,73	727,19	»	»
100,20	100,16	100,18	100,20	100,13	100,17	765,70	765,10	+0,60
				SÉRIE *o*.				
47,84	47,56	47,70	47,16	47,17	47,16	80,19	79,74	+0,55
47,84	47,57	47,70	47,14	47,18	47,16	80,19	»	»
62,40	62,40	62,40	62,06	62,01	62,04	163,44	163,469	—0,02

SUITE DU TABLEAU N° IV. — SUITE DE LA SÉRIE *o*.

THERMOMÈTRES dans le liquide.		MOYENNES.	THERMOMÈTRES dans la vapeur.		MOYENNES.	TENSIONS		DIFFÉRENCE.
O.	A.		N° 8.	N° 7.		observées.	calculées.	
°	°	°	°	°	°	mm	mm.	mm.
62,40	62,41	62,40	62,06	62,01	62,04	163,44	»	»
62,40	62,40	62,40	62,08	62,00	62,04	163,44	»	»
71,75	71,76	71,75	71,42	71,45	71,44	248,17	248,045	+0,12
71,77	71,77	71,77	71,44	71,46	71,45	248,17	»	»
71,75	71,77	71,76	71,42	71,46	71,44	248,17	»	»
79,20	79,22	79,21	78,94	78,96	78,95	340,35	339,794	+0,56
79,20	79,22	79,21	78,94	78,95	78,95	340,27	»	»
79,20	79,21	79,20	78,94	78,95	78,95	340,27	»	»
84,34	84,35	84,35	84,15	84,15	84,15	419,72	»	»
84,34	84,34	84,34	84,15	84,15	84,15	419,62	418,765	+0,86
84,34	84,34	84,34	84,15	84,14	84,15	419,64	»	»
84,34	84,35	84,35	84,15	84,15	84,15	419,64	»	»
87,60	87,57	87,58	87,47	87,43	87,45	476,38	»	»
87,62	87,59	87,60	87,50	87,45	87,48	476,52	477,010	—0,49
87,62	87,60	87,61	87,52	87,47	87,49	476,50	»	»
87,64	87,59	87,62	87,50	87,46	87,48	476,44	»	»
89,94	»	89,94	89,75	89,75	89,75	519,59	»	»
89,94	89,86	89,90	89,75	89,75	89,75	519,57	520,468	—0,90
89,92	89,82	89,87	89,73	89,74	89,73	519,37	»	»
91,48	91,38	91,43	91,30	91,32	91,31	550,18	»	»
91,48	91,34	91,41	91,30	91,32	91,31	550,36	»	»
91,48	91,34	91,41	91,28	91,30	91,29	550,30	551,794	—1,49
91,46	91,34	91,40	91,28	91,30	91,29	550,22	»	»
91,48	91,34	91,41	91,26	91,30	91,28	550,22	»	»
92,58	92,28	92,43	92,41	92,37	92,39	573,96	»	»
92,58	92,28	92,43	92,41	92,37	92,39	573,96	»	»
92,58	92,29	92,44	92,41	92,37	92,39	573,98	575,120	—1,14
93,74	93,67	93,70	93,62	93,59	93,60	601,98	»	»
93,80	93,65	93,72	93,67	93,63	93,65	601,96	»	»
93,80	93,65	93,72	93,67	93,65	93,66	601,96	»	»
93,79	93,65	93,72	93,69	93,63	93,66	602,02	603,070	—1,05
95,03	94,84	94,93	94,83	94,87	94,85	628,65	»	»
95,03	94,85	94,94	94,85	94,87	94,86	628,61	»	»

SUITE DU TABLEAU N° IV. — SUITE DE LA SÉRIE *o*.

THERMOMÈTRES dans le liquide.		MOYENNES.	THERMOMÈTRES dans la vapeur.		MOYENNES.	TENSIONS		DIFFÉRENCE.
O.	A.		N° 8.	N° 7.		observées.	calculées.	
°	°	°	°	°	°	mm	mm	mm
95,01	94,85	94,93	94,83	94,87	94,85	628,61	630,277	—1,66
95,92	95,83	95,87	95,84	95,80	95,82	653,22	»	»
95,92	95,81	95,87	95,84	95,79	95,82	653,01	»	»
95,92	95,83	95,87	95,82	95,78	95,80	652,97	652,725	+0,25
95,92	95,80	95,86	95,80	95,77	95,79	652,95	»	»
96,93	96,77	96,85	96,76	96,77	96,76	676,24	»	»
96,91	96,76	96,83	96,76	96,77	96,76	676,18	676,083	+0,10
96,91	96,75	96,83	96,74	96,76	96,76	676,14	»	»
98,77	98,75	98,76	98,66	98,66	98,66	724,38	724,373	+0,00
98,75	98,76	98,76	98,66	98,67	98,66	724,18	»	»
100,23	100,10	100,16	100,25	100,12	100,18	765,11	765,114	0,00
SÉRIE *p*.								
47,73	47,87	47,80	47,00	47,10	47,05	79,69	79,294	+0,40
47,59	47,75	47,69	46,92	47,01	46,96	79,53	78,95	+0,58
52,72	52,92	52,82	52,16	52,15	52,16	102,82	102,34	+0,48
53,01	53,18	53,09	52,49	52,47	52,48	104,79	103,96	+0,83
62,93	63,20	63,06	62,52	62,56	62,54	167,93	167,249	+0,68
63,14	63,37	63,25	62,73	62,76	62,75	169,32	168,86	+0,46
70,60	70,88	70,74	70,28	70,28	70,28	236,62	235,94	+0,68
70,87	71,17	71,02	70,60	70,60	70,60	239,78	239,23	+0,55
75,45	75,62	75,53	75,18	75,18	75,18	291,31	290,70	+0,61
75,57	75,85	75,71	75,32	75,32	75,32	293,12	292,34	+0,78
79,69	79,91	79,80	79,50	79,51	79,50	348,16	347,50	+0,66
82,96	83,16	83,06	82,81	82,78	82,80	397,74	396,93	+0,81
85,03	85,20	85,11	84,89	84,90	84,90	432,29	431,34	+0,95
90,83	90,87	90,85	90,70	90,67	90,68	539,51	539,20	+0,31
93,73	93,71	93,72	93,70	93,60	93,65	604,08	602,87	+1,21
96,84	96,80	96,82	96,82	96,69	96,76	676,29	676,08	+0,21
99,98	100,02	100,00	99,90	99,87	99,87	760,48	757,13	+3,35*

* Cette dernière expérience est évidemment fautive; la cornue communiquait directement avec l'air extérieur; il y a eu probablement une erreur de lecture.

SUITE DU TABLEAU N° IV. — SÉRIE *q*.

THERMOMÈTRES dans le liquide. O.	A.	MOYENNES.	THERMOMÈTRES dans la vapeur. N° 8.	N° 7.	MOYENNES.	TENSIONS observées.	calculées.	DIFFÉRENCE.
°	°	°	°	°	°	mm	mm	mm
91,25	91,15	91,20	91,06	91,10	91,08	548,01	»	»
91,25	91,15	91,20	91,06	91,09	91,08	548,01	547,43	+0,58
91,25	91,15	91,20	91,07	91,10	91,09	547,91	»	»
94,34	94,18	94,26	94,15	94,14	94,15	614,96	»	»
94,34	94,19	94,27	94,15	94,15	94,15	614,94	614,15	+0,79
94,33	94,21	94,27	94,18	94,17	94,18	614,90	»	»
96,58	96,51	96,55	96,52	96,49	96,50	668,66	669,69	—1,03
96,58	96,52	96,55	96,50	96,49	96,50	668,64	»	»
97,03	96,91	96,97	96,95	96,87	96,91	679,76	»	»
97,03	96,89	96,96	96,92	96,86	96,89	679,56	»	»
97,03	96,90	96,96	96,92	96,87	96,90	679,46	679,55	—0,11
97,03	96,91	96,97	96,92	96,87	96,90	679,44	»	»
97,52	97,46	97,49	97,46	97,42	97,44	692,92	»	»
97,52	97,43	97,48	97,44	97,40	97,42	692,62	692,54	+0,08
97,52	97,42	97,47	97,41	97,38	97,40	692,62	»	»
97,51	97,43	97,47	97,42	97,40	97,41	692,48	»	»
98,45	98,49	98,47	98,39	98,41	98,40	717,85	717,60	+0,25
98,45	98,49	98,47	98,40	98,40	98,40	717,83	»	»
98,45	98,49	98,47	98,39	98,40	98,40	717,81	»	»
99,15	99,18	99,16	99,08	99,07	99,07	734,82	735,16	—0,34
99,15	99,17	99,16	99,10	99,06	99,08	734,74	»	»
99,15	99,17	99,16	99,08	99,05	99,06	734,70	»	»
99,62	99,57	99,60	99,59	99,56	99,58	748,90	748,76	+0,14
99,62	99,57	99,60	99,61	99,57	99,59	748,92	»	»
99,62	99,57	99,60	99,59	99,57	99,58	748,84	»	»

Les tensions calculées ont été déterminées par la formule (A), en admettant la moyenne des températures indiquées par les deux thermomètres plongés dans la vapeur.

On peut obtenir des déterminations très-exactes des forces élastiques de la vapeur aqueuse aux températures comprises entre 85° et 100°, en observant la température de l'ébullition de l'eau à différentes hauteurs dans l'atmosphère. Plusieurs physiciens habiles ont bien voulu faire, à ma prière, quelques expériences de cette nature pendant leurs excursions dans des pays de montagnes. Afin d'être sûr de l'exactitude et de la parfaite comparabilité des thermomètres qui ont été employés à ces diverses déterminations, j'ai eu soin de les faire construire dans mon laboratoire, avec le cristal de Choisy-le-Roi qui a servi pour tous mes instruments; ils ont été gradués et vérifiés par nos méthodes habituelles. On s'est assuré que leurs points fixes ne se déplaçaient que d'une très-petite quantité, lorsqu'on portait les réservoirs de 0 à 100°, et *vice versâ*. Enfin les points d'ébullition de l'eau dans les diverses localités ont été déterminés dans des appareils tout à fait semblables à ceux qui servent dans notre laboratoire à fixer le point 100 des thermomètres (*voy.* page 25); les tiges des thermomètres se trouvaient chaque fois entièrement plongées dans la vapeur.

Les hauteurs du baromètre observées dans les divers lieux du globe, ont besoin de subir plusieurs corrections, afin de tenir compte des changements que l'intensité de la pesanteur éprouve avec la latitude et avec la hauteur à laquelle on s'élève au-dessus de la sphère moyenne de la terre.

Si g représente l'intensité de la gravité sous le parallèle de 45° et au niveau de la mer, R le rayon moyen de la terre = 6366198 mètres,

Cette intensité sera, à Paris, sous la latitude de 48°50′,

et à une hauteur $a = 60$ mètres au-dessus du niveau de la mer :

$$g[1 - 0{,}002837 \cos 2(48°,50')] \frac{R^2}{(R+a)^2}.$$

Dans une localité placée sous une latitude λ et à une hauteur h au-dessus du niveau de la mer, la gravité sera :

$$g[1 - 0{,}002837 \cos 2\lambda] \frac{R^2}{(R+h)^2}.$$

Une colonne de mercure à 0°, d'une hauteur h, pèse dans cette localité, autant que pèse à Paris une hauteur de mercure h' ayant pour valeur

$$h' = h \frac{1 - 0{,}002837 \cos 2(48°,50')}{1 - 0{,}002837 \cos 2\lambda} \cdot \left(\frac{R+a}{R+h}\right)^2.$$

Cette correction a été appliquée à toutes les observations que je vais transcrire.

La première série d'expériences a été faite au mois de décembre 1843 par M. Marié, alors professeur de physique au collége de Saint-Étienne, dans une ascension au mont Pila. Les détails des expériences ont été publiés dans les comptes rendus de l'Académie, tome XVIII, page 252 ; je me bornerai à transcrire les résultats :

TEMPÉRATURE de L'ÉBULLITION.	FORCE ÉLASTIQUE		DIFFÉRENCES	
	observée.	calculée.	entre les forces élastiques.	entre les températures.
°	mm	mm	mm	°
99,87	756,69	756,59	+ 0,10	0,003
99,40	745,05	743,94	+ 0,11	0,003
98,61	723,49	723,06	+ 0,43	0,016
98,36	716,42	716,56	— 0,14	0,004
97,70	700,25	699,63	+ 0,62	0,025
96,80	679,57	677,07	+ 2,50	0,100
96,38	666,87	666,75	+ 0,12	0,004
95,95	655,71	656,33	— 0,62	0,025
95,49	645,90	645,33	+ 0,57	0,024

Une autre série de déterminations a été faite par M. Izarn, dans les Pyrénées, avec le thermomètre n° 8 et un baromètre de Fortin qui avaient servi dans nos expériences sur les forces élastiques de la vapeur aqueuse; le tableau suivant renferme les résulats de ces expériences.

DATE 1844.	LECTURE DU THERMOMÈTRE.			TEMPÉRATURE.	FORCE ÉLASTIQUE		DIFFÉRENCES	
	zéro avant l'ébullition.	pendant l'ébullition.	zéro après l'ébullition.		observée.	calculée.	des forces élastiques.	des températures.
		D		o	mm	mm	mm	o
22 juillet.	66^{D}	641,6	66^{D},0	97,69	700,02	699,37	—0,65	0,025
23 juillet.	»	638,37	»	97,15	685,72	685,77	+0,05	0,002
»	»	632,74	66^{D},0	96,18	662,35	661,89	+0,46	0,019
27 juillet.	»	633,70	»	96,35	666,94	666,02	+0,92	0,037
»	»	628,08	66^{D},0	95,40	643,26	643,19	+0,07	0,003
12 août.	»	631,55	»	96,17	660,78	661,63	—0,85	0,035
12 » 2^{e} fois.	»	631,40	»	96,15	660,73	661,15	—0,42	0,017
»	»	625,86	»	95,21	637,37	638,70	—1,33	0,056
»	65^{D}	625,71	64,9	95,18	637,28	638,00	—0,72	0,030
15 août.	»	635,30	»	96,81	676,92	677,32	—0,40	0,016
15 » 2^{e} fois.	»	635,35	»	96,82	676,92	677,56	—0,64	0,026
»	»	631,75	»	96,21	663,13	662,62	+0,51	0,021
15 » 2e fois.	»	631,85	64,9	96,22	663,10	662,86	—0,24	0,010
16 août.	»	632,25	»	96,29	664,46	664,49	—0,03	0,001
»	»	625,85	»	95,21	638,49	638,71	—0,22	0,009
16 » 2e fois.	»	626,05	64,9	95,24	639,26	639,41	—0,15	0,006

La troisième série d'expériences a été faite par MM. Bravais et Martins dans leur ascension au Mont-Blanc pendant l'été de 1844. Les détails de leurs observations sont consignés dans les comptes rendus, tome XVIII, page 572; le tableau suivant en renferme les résultats.

DATE.	LOCALITÉ.	LECTURE DU THERMOMÈTRE.			TEMPÉRATURES.	FORCE ÉLASTIQUE		DIFFÉRENCES	
		à 0° avant l'ébullition.	pendant l'ébullition.	à 0° après l'ébullition.		observée.	calculée.	entre les forces élastiques.	entre les températures.
		D	D	D	°	mm	mm	mm	
14 juillet.	Paris.	86,72	717,72	86,55	99,880	756,85	»	»	»
22 juillet.	Genève.	86,90	711,32	86,62	98,890	730,40	»	»	»
2 sept.	Chamouni.	85,90	697,16	86,10	96,713	673,99	674,92	—0,93	0,038
31 juillet.	Grands-Mulets.	86,80	656,10	86,40	90,171	529,69	528,88	+0,81	0,040
8 août.	Grand-Plateau.	86,50	636,30	»	»	470,07	469,99	+0,08	0,000
31 août.	Même lieu.	86,22	639,16	85,90	87,565	478,39	478,58	—0,19	0,010
29 août.	Sommet du Mont-Blanc.	»	619,43	86,20	84,396	423,74	422,86	+0,88	0,052

Enfin, je puis joindre à ces observations une détermination faite par M. Wisse, en janvier 1844, au sommet du Pichincha, près de Quito, avec un thermomètre qui avait été construit dans mon laboratoire, et un appareil à ébullition semblable à ceux qui avaient servi aux autres observateurs.

M. Wisse a trouvé une température d'ébullition de 85°,16 pour une hauteur du baromètre, réduite à 0°, de $437^{mm},60$ (Comptes rendus de l'Académie, tome XX, page 1790). Cette hauteur du baromètre a besoin d'être corrigée pour la différence de latitude et pour l'élévation au-dessus du niveau de la mer; elle devient ainsi de $437^{mm},10$ environ. Or ma table des forces élastiques des vapeurs donne pour la température de 85°,16 la force élastique $435^{mm},8$; différence entre les forces élastiques $= + 1^{mm},32$. La température qui correspond dans cette table à la force élastique observée $431^{mm},1$ est 85°,22; différence de température = 0°,06.

On remarquera que toutes ces observations s'accordent

d'une manière remarquable avec les nombres donnés par la table que j'ai calculée sur mes expériences; car les plus grandes différences dans les températures s'élèvent à peine à $\frac{1}{20}$ de degré centigrade; elles sont de l'ordre des incertitudes que présentent, dans l'état actuel de la science, les thermomètres construits avec la plus grande perfection.

Les tableaux n° V, séries *r, s, t* renferment les expériences qui ont été faites avec le même appareil sous des pressions plus grandes que celle de l'atmosphère, et qui ont varié depuis 1 jusqu'à 5 atmosphères. On a distingué encore les thermomètres plongés dans la vapeur, de ceux dont les réservoirs se trouvent au-dessous du niveau de l'eau. Mais on n'observe pas de différence sensible et constante entre ces divers instruments, de sorte que je me suis cru autorisé à prendre la moyenne des températures indiquées par les quatre thermomètres.

Tableau n° V. — SÉRIE *r*.

THERMOMÈTRES dans le liquide. N° 10.	THERMOMÈTRES dans le liquide. N° 12.	MOYENNES.	THERMOMÈTRES dans la vapeur. N° 0.	THERMOMÈTRES dans la vapeur. N° 11.	MOYENNES.	MOYENNES des 4 therm.	TENSIONS observées.
°	°	°	°	°	°	°	mm
99,85	99,82	99,83	99,80	99,83	99,82	99,83	751,61
100,74	100,68	100,71	100,72	100,71	100,71	100,71	776,03
100,82	100,72	100,77	100,72	100,71	100,71	100,74	777,09
105,14	105,06	105,10	105,07	105,06	105,06	105,08	904,87
105,14	105,06	105,10	105,07	105,06	105,06	105,08	904,32
111,84	111,73	111,78	111,68	111,72	111,70	111,74	1131,60
111,84	111,73	111,78	111,68	111,72	111,70	111,74	1131,34
116,12	116,08	116,10	116,07	116,01	116,04	116,07	1302,37
116,06	116,08	116,07	116,07	116,01	116,04	116,06	1302,23
122,72	122,67	122,70	122,56	122,50	122,53	122,59	1601,25
122,72	122,67	122,70	122,56	122,50	122,53	122,59	1601,25
128,51	128,57	128,54	128,53	128,41	128,47	128,50	1925,20
128,51	128,57	128,54	128,55	128,37	128,46	128,50	1925,48
128,63	128,69	128,66	128,66	128,49	128,57	128,62	1931,14
128,59	128,61	128,60	128,62	128,45	128,53	128,57	1929,36
131,38	131,39	131,38	131,38	131,23	131,30	131,35	2094,69
131,42	131,43	131,42	131,42	131,27	131,34	131,38	2096,47
135,70	135,71	135,70	135,75	135,55	135,65	135,68	2373,03
135,70	135,71	135,70	135,75	135,55	135,65	135,68	2373,03
138,37	138,36	138,36	138,28	138,20	138,24	138,30	2561,73
138,37	138,40	138,39	138,32	138,20	138,26	138,32	2561,50
140,92	140,91	140,91	141,01	»	»	140,95	2758,69
140,88	140,91	140,90	141,01	»	»	140,93	2756,17
143,88	143,93	143,90	144,10	143,76	143,93	143,92	2997,75
143,84	143,85	143,85	143,98	143,68	143,83	143,84	2992,79
145,69	145,67	145,68	145,68	145,58	145,63	145,65	3150,42
145,73	145,67	145,70	145,68	145,60	145,64	145,67	3149,41
145,73	145,71	145,72	145,72	145,60	145,66	145,69	3149,73
147,50	147,49	147,50	147,54	147,35	147,45	147,48	3307,33
147,50	147,49	147,50	147,54	147,35	147,45	147,48	3306,52
147,50	147,49	147,50	147,54	147,35	147,45	147,48	3306,39

Suite du TABLEAU N° V. — SÉRIE *s*.

THERMOMÈTRES dans le liquide.		MOYENNES.	THERMOMÈTRES dans la vapeur.		MOYENNES.	MOYENNES des 4 therm.	TENSIONS observées.
N° 10.	N° 12.		N° 0.	N° 11.			
°	°	°	°	°	°	°	mm
128,34	128,28	128,31	128,44	128,19	128,32	128,32	1908,81
128,34	128,28	128,31	128,44	128,19	128,32	128,32	1910,09
128,27	128,24	128,25	128,40	128,15	128,28	128,27	1908,90
126,17	126,15	126,16	126,26	126,13	126,20	126,18	1794,11
126,17	126,15	126,16	126,24	126,13	126,18	126,17	1793,47
126,17	126,15	126,16	126,26	126,15	126,20	126,18	1793,12
122,90	122,87	122,88	123,02	122,82	122,90	122,89	1620,04
122,82	122,83	122,82	122,98	122,78	122,88	122,85	1618,54
122,82	122,83	122,82	122,94	122,78	122,86	122,84	1618,70
119,24	119,22	119,23	119,36	119,19	119,27	119,25	1447,30
119,24	119,22	119,23	119,36	119,19	119,27	119,25	1447,37
117,50	117,37	117,43	117,52	117,41	117,46	117,45	1364,90
117,46	117,41	117,43	117,52	117,37	117,44	117,44	1364,78
110,68	110,72	110,70	110,67	110,64	110,65	110,68	1095,44
110,68	110,68	110,68	110,67	110,64	110,65	110,66	1094,68
99,74	99,69	99,72	99,78	99,80	99,79	99,75	753,96

Suite du Tableau n° V. — SÉRIE *t*.

THERMOM. dans la vapeur. N° 11.	THERMOM. dans le liquide. N° 2.	MOYENNES.	TENSION observée.	THERMOM. dans la vapeur. N° 11.	THERMOM. dans le liquide. N° 2.	MOYENNES.	TENSION observée.
°	°	°	mm	°	°	°	mm
121,13	121,16	121,15	1530,27	138,87	138,88	138,88	2597,97
121,13	121,16	121,14	1529,96	138,82	138,84	138,83	2597,34
121,11	121,16	121,13	1529,18	138,80	138,82	138,81	2596,43
123,91	123,90	123,90	1668,71	138,75	138,66	138,70	2591,65
123,91	123,94	123,92	1670,34	138,74	138,66	138,70	2591,65
123,91	123,94	123,92	1670,32	138,74	138,65	138,70	2591,29
128,47	128,40	128,43	1915,12	138,73	138,64	138,69	2590,61
128,47	128,38	128,43	1915,96	141,59	141,61	141,60	2803,05
130,18	130,12	130,15	2012,51	141,54	141,57	141,55	2799,68
130,20	130,15	130,17	2015,34	141,56	141,58	141,57	2801,18
131,57	131,45	131,51	2097,93	141,56	141,58	141,57	2801,77
131,57	131,45	131,51	2097,93	141,56	141,59	141,58	2802,03
131,63	131,51	131,56	2098,28	144,15	144,10	144,12	3010,19
133,32	133,21	133,26	2209,20	144,17	144,12	144,14	3010,73
133,28	133,20	133,24	2209,08	144,17	144,12	144,14	3009,44
136,09	135,92	136,00	2387,99	145,98	145,88	145,93	3161,67
136,02	135,85	135,93	2386,07	145,98	145,88	145,93	3161,63
136,00	135,83	135,93	2386,81	145,98	145,88	145,93	3161,66
137,52	137,75	137,63	2514,79	148,30	148,20	148,25	3360,74
137,54	137,77	137,65	2515,30	148,30	148,20	148,25	3361,36
137,54	137,77	137,65	2515,30	148,30	148,20	148,25	3361,36
137,54	137,77	137,65	2514,99	148,30	148,24	148,27	3361,03
138,89	138,90	138,90	2599,23	148,26	148,20	148,23	3359,54
138,89	138,90	138,90	2599,18				

Expériences avec le grand appareil.

Les expériences précédentes m'ayant convaincu de l'exactitude et de la parfaite régularité du procédé que je viens de décrire, je n'ai rien trouvé de mieux que de faire construire l'appareil définitif exactement sur les mêmes principes.

L'appareil destiné à étudier les forces élastiques de la vapeur aqueuse dans les hautes températures, se compose :

1° D'une chaudière A (Pl. IV et Pl. VII, *fig.* 12);

2° D'un tube condenseur ii_1;

3° D'une atmosphère artificielle B;

4° D'un manomètre à mercure;

5° D'une pompe foulante à air IJ.

Ces diverses parties de l'appareil, à l'exception du manomètre, sont placées au dehors de la tour hydraulique, dans une enceinte fermée par des planches, et couverte d'un toit.

1° La chaudière est en cuivre rouge (Pl. V, *fig.* 12); ses parois ont 5 millimètres d'épaisseur; les joints sont rivés et brasés. La hauteur de cette chaudière est de $0^m,80$, son diamètre de $0^m,35$. Sa capacité totale est de 70 litres environ. Le couvercle en cuivre rouge, de 12 millimètres d'épaisseur, s'adapte sur la chaudière au moyen de boulons à vis, avec interposition d'un joint au minium. Ce couvercle (*fig.* 15) porte trois tubes en cuivre qui sont vissés et brasés dans son épaisseur. Deux de ces tubes sont destinés à recevoir les thermomètres à mercure; ils ont 10^{mm} de diamètre intérieur et 1 millimètre d'épaisseur; l'un de ces tubes descend jusque près du fond de la chaudière; le thermomètre qu'il doit renfermer donne la température de l'eau en ébullition; le second ne descend pas jusqu'au niveau de l'eau, et indique la température de la vapeur. Enfin le troisième tube, beaucoup plus large que les deux premiers, a 32^{mm} de diamètre intérieur et une épaisseur de paroi de $1^{mm},5$; il est destiné à recevoir le réservoir d'un thermomètre à air, et ne descend pas jusqu'au niveau de l'eau.

La chaudière est disposée sur un fourneau en tôle muni

d'une longue cheminée et des registres nécessaires pour régulariser le tirage.

Afin d'assurer une plus grande résistance à la chaudière et de l'empêcher de céder aux pressions considérables auxquelles elle doit être soumise, on l'a entourée d'une forte armature en fer, dont la disposition se comprend suffisamment à l'inspection des *fig.* 12 et 16, Pl. VII.

2° Le réfrigérant est formé par un tube en cuivre de 30 millimètres de diamètre, qui est fixé en *i* au col de la chaudière, au moyen d'un joint au minium. Ce tube, qui a $1^{m},60$ de longueur entre les joints *i* et i_1, est enveloppé par un tube beaucoup plus large qui fait l'office de manchon, et dans lequel on fait circuler un courant d'eau froide que l'on régularise à l'aide du robinet R. L'eau vient du bassin X (Pl. V et VI.)

3° Le réservoir à air B est formé par un cylindre en cuivre de $0^{m},42$ de diamètre et de 2 mètres de hauteur ; sa capacité est par conséquent de 280 litres. Les parois de ce cylindre ont 13 millimètres d'épaisseur ; les joints ont été rivés à chaud, puis soudés de manière à obtenir une fermeture absolument hermétique. Cette belle pièce de chaudronnerie m'a été prêtée par notre habile mécanicien M. Perrot, qui l'avait fait construire pour des expériences sur l'emploi de l'air comprimé dans les armes de guerre. Ce cylindre, d'un poids considérable, a été fixé à la hauteur convenable contre le bâtiment hydraulique, au moyen de deux colliers en fer fortement scellés dans le mur.

Le réservoir B porte deux ajutages en bronze à ses extrémités. Par l'ajutage inférieur on le met en communication avec le réfrigérant ii_1, et par suite avec la chaudière. L'assemblage se fait au moyen d'un joint au minium i_2.

L'ajutage supérieur met le réservoir en communication, d'un côté avec le manomètre à mercure, au moyen du tube o_1p_1, et de l'autre par le tube s_1q_1 avec la pompe foulante à air IJ (Pl. IV et V).

4° Le manomètre destiné à mesurer la pression de l'atmosphère artificielle, et par suite celle de la vapeur dans la chaudière, est le manomètre à mercure et à air libre que nous avons décrit dans le sixième mémoire, page 343 et suivantes. Ce manomètre est bien préférable au manomètre à air comprimé que l'on emploie ordinairement pour ces expériences. Ce dernier suppose l'exactitude absolue de la loi de Mariotte dans les hautes pressions, et il présente l'inconvénient très-grave d'être d'autant moins sensible dans ses indications, que les pressions à mesurer sont plus considérables. Mais le manomètre à air libre ne peut être employé que dans des appareils dont la pression peut être réglée à volonté, et ensuite maintenue constante pendant un temps indéfini; cette condition ne se trouvait réalisée dans aucun des appareils qui ont été imaginés jusqu'à présent pour étudier les hautes pressions de la vapeur.

5° La dernière partie de l'appareil qui nous reste à décrire est la pompe foulante à air. Cette pompe, qui est représentée en IJK, planches IV, V et VI, porte trois cylindres qui fonctionnent à simple effet; le diamètre intérieur des cylindres est de 5 centimètres, la course des pistons de 14 centimètres; ainsi le volume d'air expulsé par chaque coup de piston est de 275 centimètres cubes. Les tiges des pistons sont montées, à bielles articulées, sur un même axe horizontal oo', qui porte un volant v_1v_1' et deux manivelles onm, $o'n'm'$ à ses extrémités : des coulisses en fonte,

fixées sur les montants en bois de la machine, règlent les mouvements verticaux des tiges des pistons ; l'air, refoulé par les trois pompes, se rend dans un même réservoir sphérique U, et de là dans le grand réservoir à air B (Pl. IV et Pl. V, *fig.* 12).

Lorsque l'air renfermé dans le réservoir B exerce une pression moindre que 10 atmosphères, il suffit de deux hommes agissant sur les manivelles *mno*, *m'n'o'* pour faire marcher les pompes ; mais il est nécessaire d'employer quatre hommes, lorsque cette pression atteint 20 atmosphères.

Les deux thermomètres à mercure destinés à donner la température de la vapeur et celle de l'eau en ébullition, sont ceux qui sont désignés par les n°s 0 et 10 dans les expériences préliminaires (pages 536 et 537). Ces deux thermomètres marchent parfaitement d'accord.

Dans une seule série d'expériences (série α), j'ai employé le thermomètre n° 11 à la place du n° 10. Le réservoir du thermomètre n° 11 s'était cassé par accident; j'ai fait souffler un nouveau réservoir sur la même tige ; mais le thermomètre, ainsi rétabli, avait éprouvé un changement très-notable dans sa marche: l'ancien thermomètre n° 11 marchait sensiblement d'accord avec les n°s 0 et 10 ; le nouveau, bien que construit identiquement avec le même verre (tous deux avaient été soufflés sur la tige avec le verre même de cette tige), se mettait en retard sur ces derniers thermomètres au-dessus de 100°, et, à la température de 160°, la différence s'élevait déjà à près de 0°,4. Cette circonstance m'a fait renoncer à employer le thermomètre n° 11 dans la suite de mes expériences.

Les tubulures en cuivre, dans lesquelles plongent les thermomètres à mercure, sont remplies d'huile de lin.

Dans la petite cornue des expériences préliminaires, les thermomètres à mercure étaient fixés dans les tubes en fer d'une manière invariable pendant toute la durée des observations. Une portion notable de la colonne de mercure se trouvait au-dessus du couvercle de la chaudière; les températures observées devaient être augmentées de la quantité dont se dilateraient ces portions de colonne, si elles étaient portées à la température de la chaudière. Ces corrections présentent toujours un peu d'incertitude: on a pu les éviter complétement dans les expériences qui ont été faites avec le grand appareil; parce que les tubes de cuivre ayant de plus grandes longueurs, on pouvait toujours enfoncer les thermomètres de façon à ce que les colonnes de mercure ne dépassassent le couvercle que de 1 ou 2 centimètres. Lorsque la température s'élève au-dessus de 180°, cette manière d'opérer présente un inconvénient: le sommet de la colonne mercurielle se trouve alors à une température très-élevée, et il distille une quantité notable de mercure qui, à la longue, vient se condenser sous forme de petites gouttelettes dans la partie vide du tube thermométrique. Il est convenable dans ce cas de faire sortir de la chaudière une colonne un peu plus longue, de 3 centimètres, par exemple, qui suffit pour empêcher la distillation d'avoir lieu, pourvu que l'expérience ne se prolonge pas trop longtemps.

Les thermomètres étaient observés à distance avec une lunette horizontale, et l'on s'assurait chaque fois qu'il n'y avait pas de gouttelettes de mercure condensées dans le tube capillaire au-dessus du ménisque.

Le thermomètre à air consiste dans un large réservoir cylindrique *ab* en verre, *fig.* 14, *pl.* VII, à parois très-minces,

ayant 30^{mm} de diamètre intérieur et 30 centimètres de hauteur. Ce tube remplit presque exactement le large tube en cuivre de la chaudière; de sorte qu'il ne reste qu'une épaisseur très-petite d'huile entre ses parois extérieures et les parois intérieures du tube de cuivre. Le réservoir du thermomètre à air se termine par un tube capillaire *acd* que l'on met en communication avec le tube *def* de l'appareil manométrique (*fig.* 12 et 13), qui est fixé extérieurement sur la cloison en planche MN. Les tubes de verre *ef*, *gh*, qui composent le manomètre, ont 12 millimètres de diamètre intérieur.

Le tube capillaire *cd* du réservoir à air se met en contact immédiat, par sa section, avec le tube capillaire recourbé *ed* qui termine le tube *fc* du manomètre, et la jonction devient hermétique au moyen d'un petit manchon en laiton qui glisse à frottement doux sur les deux tubes capillaires (ces tubes faisaient primitivement partie d'un même tube) et que l'on recouvre complétement, à l'extérieur, de mastic à la résine. Un trait de repère est marqué en α sur le tube *fc*; c'est à ce trait que l'on amène le niveau du mercure dans toutes les observations.

Le réservoir du thermomètre à air, y compris la capacité de la partie verticale *ac* du tube capillaire, a pour capacité $V = 225^{cc},80$; c'est le volume de l'air qui se trouve à la température de la chaudière. La branche horizontale *cde* du tube capillaire a pour capacité $v = 0^{cc},575$. On a admis que la température moyenne de ce petit volume d'air était la même que celle qui est indiquée par un thermomètre à mercure T placé vers le milieu de cette branche. Enfin, le volume de la petite quantité d'air renfermée dans le tube

manométrique *ef*, depuis *e* jusqu'au trait de repère α, est $v_1 = 1^{cc},129$. On a cherché à rendre aussi petites que possible, les quantités v et v_1 sur lesquelles doivent porter des corrections.

Nous avons dit que dans chaque observation l'on amenait le niveau du mercure dans le tube *ef* au trait de repère α; mais on ne s'astreignait pas à satisfaire rigoureusement à cette condition, parce que cela aurait souvent occasionné de longs tâtonnements. On se contentait d'amener à peu près la coïncidence, le ménisque restant en général au-dessus du trait; et à chaque observation, après avoir relevé au cathétomètre les positions des deux ménisques, on fixait avec le même instrument la position du trait de repère; de sorte qu'il était facile, après un jaugeage préliminaire de la partie du tube *ef* voisine de α, de déterminer chaque fois, par le calcul, le volume v' de cette petite portion d'air. Sa température était donnée par le thermomètre *t*, *fig.* 13.

Pour remplir le thermomètre d'air sec, on mettait l'orifice supérieur du tube *gh* en communication avec une pompe pneumatique munie d'un long tube à ponce sulfurique destiné à dessécher l'air ; le robinet *r* était disposé de façon à ce qu'il y eût communication entre les deux tubes *ef*, *gh*. On portait à l'ébullition l'eau de la chaudière, on faisait un grand nombre de fois le vide et on laissait rentrer très-lentement l'air desséché : enfin, après avoir détaché l'appareil de dessiccation, on versait du mercure dans le tube *gh*, et l'on isolait ainsi le volume de l'air qui devait servir de substance thermométrique.

Je me suis assuré, par un grand nombre d'expériences, que

lorsque les thermomètres à mercure sont disposés, comme nous l'avons dit, dans les tubes en cuivre de la chaudière, l'eau étant en ébullition sous la pression seule de l'atmosphère (le réservoir B communiquant librement avec l'air extérieur), ces thermomètres marquent la même température que lorsqu'ils sont placés dans l'appareil à ébullition que j'ai décrit dans mon mémoire sur la dilatation des gaz, page 25 (*voyez* planche I, *fig.* 4), et que j'emploie pour déterminer le point 100 des thermomètres; il eût été facile de constater sur les thermomètres une différence de $\frac{1}{25}$ de degré. Cette observation, qui est d'accord avec celle que nous avons déjà rapportée plus haut (page 522) dans les expériences faites avec le petit appareil, montre que l'on peut prendre le point 100 des thermomètres dans l'appareil lui-même, en laissant le réservoir à air en communication libre avec l'atmosphère.

La valeur du degré ayant été fixée pour chacun des thermomètres par des expériences préliminaires, il suffisait de déterminer fréquemment la position d'un de leurs points fixes. On prenait de préférence le point 100 comme point de départ de l'échelle, au commencement et à la fin de chaque série d'expériences, en faisant bouillir l'eau de la cornue sous la pression même de l'atmosphère. Le même point fixe était pris simultanément et de la même manière sur le thermomètre à air, et d'après l'observation de la force élastique que présentait l'air à la température de l'ébullition, on déterminait par le calcul celle qui correspondrait au même volume d'air, si celui-ci se trouvait à la température de la glace fondante.

Soit H la hauteur du baromètre, réduite à 0°, au moment

où l'on observe le thermomètre à air, l'eau étant en ébullition sous la pression de l'atmosphère;

T la température de la vapeur;

h la hauteur de la colonne de mercure soulevée dans le manomètre;

H′ la force élastique que présenterait le même volume d'air, s'il se trouvait à 0°;

k le coefficient de dilatation cubique moyen du verre entre 0 et 100°;

α le coefficient de dilatation de l'air;

t la température marquée par le thermomètre T (*fig.* 12);

t' celle du thermomètre t, *fig.* 13;

Nous aurons

$$\left[\frac{1+k\mathrm{T}}{1+\alpha\mathrm{T}}+\frac{v}{\mathrm{V}}\frac{1}{1+\alpha t}+\frac{v'}{\mathrm{V}}\frac{1}{1+\alpha t'}\right](\mathrm{H}+h)=\left(1+\frac{v}{\mathrm{V}}+\frac{v'}{\mathrm{V}}\right)\mathrm{H}',$$

$$\mathrm{H}'=(\mathrm{H}+h)\frac{\dfrac{1+k\mathrm{T}}{1+\alpha\mathrm{T}}+\dfrac{v}{\mathrm{V}}\dfrac{1}{1+\alpha t}+\dfrac{v'}{\mathrm{V}}\dfrac{1}{1+\alpha t'}}{1+\dfrac{v}{\mathrm{V}}+\dfrac{v'}{\mathrm{V}}}.$$

Lorsque l'eau bout dans la chaudière sous une plus forte pression, à une température x du thermomètre à air, correspondant à une température T′ observée directement sur les thermomètres à mercure, on a, en désignant par

k' le coefficient de dilatation moyen du verre de 0 à x du thermomètre à air ou de 0 à T′ du thermomètre à mercure,

H_1 la hauteur du baromètre au moment de l'observation,

h_1 la hauteur du mercure soulevé,

$$\left[\frac{1+k'T'}{1+\alpha x}+\frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t}+\frac{v'_1}{V}\frac{1}{1+\alpha t'}\right](H_1+h_1)=\left(1+\frac{v}{V}+\frac{v'}{V}\right)H',$$

$$1+\alpha x=\frac{1+k'T'}{\dfrac{H'\left(1+\frac{v}{V}+\frac{v'}{V}\right)}{H_1+h_1}-\frac{v}{V}\frac{1}{1+\alpha t}-\frac{v'_1}{V}\frac{1}{1+\alpha t'}};$$

d'où l'on déduira x ou la température du thermomètre à air.

Après cette description détaillée des diverses parties qui composent l'appareil, il nous sera facile de faire comprendre la manière générale d'opérer.

L'eau de la chaudière étant portée à une température voisine de l'ébullition, on comprime de l'air dans le réservoir B, de manière à obtenir à peu près la pression sous laquelle on désire faire des observations. On dispose convenablement le mercure dans le manomètre (Pl. V et VI). A cet effet, le robinet R est tourné de manière à établir la communication entre le réservoir à mercure V et le canal $f'f''$, dans lequel plongent les tubes manométriques; on fait jouer la pompe foulante à eau pp', qui fait monter le mercure dans le manomètre, et l'on s'arrête au moment où le niveau du mercure dans le tube cc' est arrivé dans le voisinage du repère n° 1 placé sur ce tube. On ferme alors le robinet R, et l'on sépare ainsi complétement le manomètre du réservoir à mercure V. En tournant de 90° le robinet s' placé sur le corps de pompe, et qui est percé de trois trous, on supprime la pression qui existe dans le réservoir, en présentant une issue par le tube de plomb $\varepsilon_1\varepsilon'$ (Pl. VI), à l'eau comprimée.

Pendant ce temps, l'eau de la chaudière arrive à l'ébullition; on maintient l'ébullition au moins pendant une demiheure, et l'on ne se prépare à commencer les observations

que lorsque l'on a reconnu que les thermomètres à mercure sont absolument stationnaires. On règle alors convenablement le mercure dans le manomètre du thermomètre à air, c'est-à-dire, que l'on amène le ménisque au trait de repère α tracé sur le tube *ef* (Pl. VII, *fig.* 13).

Un premier observateur inscrit les thermomètres à mercure de la chaudière, et fait les déterminations nécessaires au calcul du thermomètre à air. Deux autres observateurs relèvent simultanément, au moyen des deux cathétomètres KK', $K_1K'_1$, planche VI, les niveaux du mercure dans les deux branches du manomètre, puis ils observent les thermomètres disposés le long de la colonne. Il est important que les deux ménisques soient relevés au même instant; à cet effet, les deux observateurs suivent pendant quelque temps les ménisques, en les maintenant affleurés au fil horizontal du micromètre, condition facile à remplir au moyen de la vis micrométrique qui produit le mouvement lent de la lunette et du vernier, et ils arrêtent simultanément à un signal donné par l'un d'eux, qui a soin de choisir un moment où les sommets des colonnes n'éprouvent pas d'oscillations sensibles. Le signal est donné par la voix, lorsque le second observateur se trouve dans l'intérieur de la tour; mais lorsque celui-ci se trouve au-dessus de la terrasse et qu'il observe la colonne qui s'élève le long du mât, on a recours à deux sonnettes, dont l'une, placée vers le milieu du mât, est à la disposition de l'observateur qui se trouve au bas du manomètre et qui donne le signal; et dont l'autre, placée dans l'intérieur de la tour, est à la disposition de l'observateur qui s'élève le long du mât, et qui répond immédiatement, par un signal convenu, que l'observation est faite.

Lorsque la pression dans l'appareil ne dépasse pas 5 à 6 atmosphères, les oscillations des ménisques sont à peine sensibles, même dans les lunettes des cathétomètres qui grossissent beaucoup : les colonnes de mercure restent quelquefois complétement invariables pendant plus d'un quart d'heure. Les petites variations de la force élastique ne sont dues qu'aux légers changements de température qu'éprouve le réservoir B par suite des variations de la température atmosphérique, et on les aurait complétement annulées, si l'on avait pu placer le réservoir B dans un bassin rempli d'eau. Lorsque la pression dépasse 8 à 10 atmosphères, les oscillations des colonnes deviennent plus sensibles, mais elles n'atteignent jamais une amplitude de $\frac{1}{2}$ millimètre. Les changements qui surviennent dans la force élastique de l'air, par suite des variations de température du réservoir B, sont plus considérables dans les hautes pressions; mais j'ai toujours reconnu que, lorsque ces changements étaient un peu notables entre deux observations consécutives, ils étaient accompagnés de variations correspondantes dans les indications des thermomètres de la chaudière.

Tous les physiciens savent combien il est difficile de maintenir d'une manière absolue, dans des appareils de dimensions considérables, de l'air comprimé sous un grand nombre d'atmosphères, et c'est en apportant des soins infinis dans la construction et dans l'ajustement des diverses parties de l'appareil, que nous sommes parvenus à satisfaire à cette condition avec un succès tout à fait inespéré. C'est seulement lorsque l'appareil avait conservé, pendant plusieurs jours de suite, de l'air comprimé sous des pressions considérables, qu'il s'est manifesté quelquefois une fuite légère dans quelque

point des joints : mais on est toujours parvenu facilement à boucher ces petites fuites, aussitôt qu'elles ont été reconnues, soit en serrant un peu les écrous, soit en mattant, avec un burin, les parties du métal voisines de la petite fissure.

On faisait plusieurs déterminations successives sous la même pression, en laissant entre ces déterminations des intervalles de 10 minutes. Les thermomètres de la chaudière variaient très-peu dans l'intervalle de ces observations ; rarement les différences de leurs indications atteignaient $\frac{1}{10}$ de degré, et elles correspondaient toujours à des variations de la pression.

Très-souvent on laissait sortir à dessein une petite quantité d'air du réservoir, et, après 10 minutes, on faisait une nouvelle détermination de la température d'ébullition sous une pression plus faible seulement de quelques centimètres. On s'assurait ainsi que les thermomètres suivaient avec la plus grande fidélité toutes les variations de la pression.

Au reste, on peut se faire une idée de la parfaite régularité du phénomène, lorsque l'appareil est dans de bonnes conditions, par les quatre dernières expériences du tableau, qui ont été faites sous une pression de 28 atmosphères. Ces quatre déterminations ont été obtenues à 10 minutes d'intervalle l'une de l'autre, de sorte que la dernière observation a eu lieu 40 minutes après la première, et, pendant cet intervalle de temps, les thermomètres de la chaudière n'ont varié que de 0°,05, correspondant à une diminution de pression de 17^{mm} dans le manomètre.

La pression de 28 atmosphères n'est pas la pression la plus élevée que nous ayons obtenue dans notre appareil : une série d'expériences avait été commencée sous 30 atmos-

phères, l'eau était déjà en pleine ébullition depuis plus d'une demi-heure sous cette énorme pression; on se disposait à faire les observations, lorsqu'il survint un accident qui nous força d'arrêter. Le tube de verre du manomètre se fendit par suite d'un choc, auprès du joint qui se trouve immédiatement au-dessus de la terrasse; il fallut séparer le manomètre de l'appareil, en fermant le robinet r' (Pl. V), et les observations ne purent avoir lieu.

Le manomètre à air libre ne permettait pas de mesurer des pressions supérieures à 30 atmosphères, et la chaudière aurait peut-être difficilement résisté à des pressions plus considérables. Ses parois s'étaient dilatées sensiblement, et un gros boulon en fer de 25 millimètres de diamètre, qui réunissait à la partie inférieure les barres en fer de l'armature, s'était rompu sous l'effort prolongé de la pression. J'ai jugé prudent de ne pas chercher à obtenir les déterminations sous trente atmosphères, après la réparation du manomètre.

Je crois qu'il serait très-possible de pousser ces expériences beaucoup plus loin, avec un appareil semblable à celui qui m'a servi jusqu'à 28 atmosphères; j'avais même formé le projet d'exécuter ces expériences, mais je me suis arrêté devant les dépenses considérables que devait occasionner un nouvel appareil. J'indiquerai néanmoins en peu de mots la manière dont je me proposais d'établir les appareils.

Le réservoir à air A, ainsi que le tube condenseur ii' (Pl. V, *fig.* 12) restaient les mêmes que dans les expériences précédentes, parce qu'ils sont en état de résister à des pressions de 50 à 60 atmosphères; mais la chaudière A devait être remplacée par une autre chaudière en cuivre de même forme, de dimensions égales, portant une armature sem-

blable en fer, mais ayant une épaisseur de parois de 10 à 12 millimètres.

Le manomètre à air libre était remplacé par un manomètre à air comprimé. Ce dernier manomètre, tel qu'on le construit ordinairement, présente de grands inconvénients pour la mesure des hautes pressions, parce qu'il est alors très-peu sensible dans ses indications, le volume de l'air se trouvant réduit à une très-petite fraction de son volume primitif; mais j'aurais évité cet inconvénient, en introduisant immédiatement, dans le manomètre, de l'air comprimé sous la pression de 15 à 20 atmosphères, mesurée très-exactement à l'aide de notre manomètre à air libre, qu'un artifice très-simple permettrait de mettre, à volonté, en communication avec le manomètre à air comprimé.

Les pompes foulantes à air, même celles qui sont construites avec le plus de perfection, peuvent difficilement comprimer directement de l'air sous des pressions qui dépassent 25 à 30 atmosphères, lorsqu'elles doivent fournir des volumes d'air un peu considérables. Les cuirs des pistons sont promptement brûlés par la chaleur dégagée dans la compression de l'air. On peut atteindre à des pressions plus considérables, en puisant l'air dans un espace où il a été préalablement comprimé sous 6 ou 8 atmosphères, ou en employant des pompes *en cascade*. Dans les pompes de cette espèce, un premier corps de pompe, de grand diamètre, puise l'air directement dans l'atmosphère, et l'envoie déjà comprimé dans un second corps de pompe, de diamètre beaucoup plus petit, qui le chasse, après une nouvelle compression, dans le réservoir à air. L'air se trouve ainsi comprimé successivement et la chaleur dégagée à chaque compression n'est

pas suffisante pour altérer le cuir des pistons. Mais je crois que l'on arrivera au même résultat, d'une manière plus simple et plus sûre, par la disposition que je vais indiquer, et que la *fig.* 33, planche II, fera facilement comprendre.

B est le réservoir dans lequel on veut comprimer l'air.

C est un réservoir auxiliaire, de dimensions plus petites, qui porte des ajutages sous forme de croix à ses deux extrémités. Par l'ajutage supérieur on peut mettre le réservoir C en communication,

1° Avec la pompe foulante à air, au moyen du tube *cd*;

2° Avec le grand réservoir B, au moyen du tube *ae*.

Par l'ajutage inférieur on peut mettre le réservoir C en communication :

1° Au moyen du tube *fg*, avec une pompe foulante à eau, analogue à celles avec lesquelles on fait l'épreuve des chaudières à vapeur;

2° Avec l'atmosphère extérieure, au moyen du tube *kl*.

Des robinets sont placés sur ces tubes de communication. Enfin, un tube de verre *mn* est mastiqué dans les branches *bm* et *in*, et sert de tube indicateur du niveau de l'eau dans le réservoir C.

Je suppose que le réservoir B renferme de l'air sous une pression de 15 atmosphères, introduit directement avec la pompe foulante à air, et que l'on veuille pousser cette pression beaucoup plus loin.

Les robinets r_1, r_3 et r_4 étant fermés, et le réservoir C rempli d'air sous la pression de l'atmosphère, j'ouvre le robinet r_2, et en faisant jouer la pompe à air, je comprime de l'air à 10 atmosphères dans le réservoir C; après quoi je ferme le robinet r_2, j'ouvre le robinet r_3, et je fais jouer la

pompe foulante à eau, qui injecte de l'eau dans le réservoir, et réduit l'air à un volume de plus en plus petit. Lorsque l'air a acquis une force élastique plus grande que celle qui existe dans le grand réservoir B, ce qu'il est facile de reconnaître à la position du niveau de l'eau dans le tube indicateur *mn*, j'ouvre le robinet r_1, et en continuant à faire jouer la pompe à eau, je fais passer tout l'air du réservoir auxiliaire dans le réservoir principal B.

Je ferme maintenant le robinet r_1; j'ouvre r_2 qui doit communiquer avec l'air extérieur, ainsi que le robinet r_4. L'eau s'écoule du vase C, et vient se rendre dans le réservoir alimentaire de la pompe à eau. Lorsque le vase C s'est vidé d'eau et qu'il s'est rempli d'air sous la pression extérieure, je ferme r_4 et je fais jouer de nouveau la pompe à air, etc., etc. On peut de cette manière faire subir à l'air une compression indéfinie, qui n'est limitée que par la solidité et l'imperméabilité des vases destinés à le renfermer (*).

(*) J'ai appliqué le même principe, il y a quelques années, à la construction d'un appareil au moyen duquel on peut soumettre les gaz à de très-grandes pressions, et que je me proposais d'appliquer à la liquéfaction des gaz. Les nouvelles recherches de M. Faraday m'ont détourné momentanément de ce travail; mais je me propose cependant d'appliquer mon appareil à comprimer les gaz qui n'ont pas été liquéfiés jusqu'ici.

La planche II, fig. 30, représente une coupe verticale de cet appareil.

AB est un réservoir en fer, de 2 à 3 litres de capacité, surmonté d'une pièce en fer à deux robinets R_1 et R_2, et terminé en bas par un tube de fer creux recourbé *fgh*. Un petit corps de pompe en fer CD est terminé à sa partie inférieure par une pièce en fer à 2 robinets R_3, R_4, par laquelle elle communique, d'un côté, avec le tube *fgh*, par suite avec le réservoir AB, et de l'autre avec un réservoir à mercure FE. Le piston de cette

La construction du fourneau, sur lequel la chaudière est établie, doit être étudiée d'une manière spéciale. Lorsque la pression de la vapeur dépasse 20 atmosphères, il faut un feu très-vif pour maintenir l'ébullition. Au delà de 30 atmos-

---

pompe est plein, il est garni d'un cuir embouti, disposé de façon à ce que la pression intérieure l'applique de plus en plus fortement contre les parois de la pompe. La tige du piston est une barre de fer très-solide munie d'une crémaillère qui engrène avec un mécanisme, au moyen duquel on peut appliquer sur cette tige une force considérable.

Le corps de pompe CD a été foré dans un cylindre en fer, puis alésé intérieurement.

Le réservoir AB est formé par trois tubes de fer étirés d'après le système de M. Gandillot, placés les uns dans les autres, puis soudés à la chaleur blanche. A cet effet, on a pris deux tubes-Gandillot, de 6 millimètres d'épaisseur, entrant l'un dans l'autre ; on les a chauffés au blanc soudant, puis on les a fait passer ensemble au laminoir étireur. On a ainsi fortement incorporé ces deux tubes l'un dans l'autre. On a pris ensuite un troisième tube passant exactement sur les deux premiers soudés, et on a incorporé ce troisième tube de la même manière. On a obtenu ainsi un tube unique de 15 millimètres d'épaisseur, susceptible d'une résistance indéfinie et dans lequel les défauts, qui pouvaient exister dans le tube intérieur, se trouvaient corrigés par les tubes extérieurs superposés.

Un tube de verre recourbé *abc*, d'une épaisseur convenable, est mastiqué dans une des tubulures de la pièce R_1, R_2 qui est fixée sur le réservoir AB. C'est dans ce tube que doit se rendre le gaz liquéfié. La seconde tubulure de la pièce R_1, R_2 est terminée par un tube qui communique avec un appareil renfermant le gaz que l'on veut soumettre à l'expérience.

Cela posé, le réservoir AB étant plein de gaz, ainsi que les appendices qui sont en communication exacte avec lui, supposons les robinets R_2 et R_3 fermés, les robinets R_1 et R_4 ouverts ; si l'on soulève le piston, le mercure du réservoir EF passe dans le corps de pompe et le remplit ; on ferme R_4, on ouvre R_3 et l'on fait descendre le piston ; le mercure du corps de

phères, on obtiendrait difficilement une combustion assez active par le tirage naturel; il sera convenable d'établir un courant d'air forcé que l'on puisse régler à volonté.

---

pompe est chassé dans le réservoir AB. On ferme R_3, on ouvre R_4 et l'on remonte le piston; le corps de pompe se remplit de nouveau de mercure. On ferme R_4, on ouvre R_3 et l'on fait descendre le piston, et par suite on force le mercure à passer dans le réservoir AB. En continuant d'opérer ainsi, on fait entrer dans le réservoir autant de mercure que l'on veut, et on peut réduire le gaz à un volume très-petit. Ce mode de compression est d'ailleurs extrêmement énergique, son action est indéfinie; il n'y a nulle part de soupapes, et il est toujours facile de faire tenir hermétiquement les robinets, quand ceux-ci ont été bien fabriqués.

Supposons, pour fixer les idées, que notre réservoir AB ait une capacité de 2000 centimètres cubes, et que le tube de verre *abc* ait une contenance de 20 centimètres cubes; supposons de plus que le gaz placé primitivement dans l'appareil ait la force élastique d'une seule atmosphère; il est clair que si l'on a rempli, à l'aide de la pompe foulante, le réservoir AB complétement de mercure, on aura réduit le volume gazeux à $\frac{1}{100}$ de son volume primitif, et on l'aura soumis à une pression d'au moins 100 atmosphères. Or, on peut entourer le tube de verre *abc* d'un mélange réfrigérant de glace et de chlorure de calcium cristallisé qui produit un froid d'environ $-40°$, ou même on peut le maintenir dans la pâte frigorifique d'acide carbonique solide et d'éther dont on évalue la température à $-100°$; on pourra donc s'assurer, si le gaz est susceptible de se liquéfier dans ces circonstances de température et de pression.

Il est clair que, si l'on remplit primitivement le réservoir AB avec du gaz ayant une force élastique de 2 atmosphères, et que l'on force ce gaz à n'occuper que le volume *abc*, on le soumettra à une pression d'au moins 200 atmosphères.

Si le gaz a primitivement une force élastique de 4 atmosphères, on exercera une pression de 400 atmosphères, et ainsi de suite.

Dans tous les cas, on pourra connaître, à un moment quelconque de la

Enfin, pour préserver les expérimentateurs des accidents très-graves, que pourrait occasionner une explosion ou un déchirement de la chaudière, il sera convenable d'établir celle-ci dans une fosse creusée en terre, de façon à ce que le couvercle passe seul au-dessus du sol.

J'ai réuni, dans les tableaux suivants, toutes les déterminations des forces élastiques de la vapeur d'eau, qui ont été faites avec le grand appareil.

Dans les séries *u, v* et *w,* on a observé seulement les thermomètres à mercure. Dans les séries *x, y, z,* on a observé simultanément les thermomètres à mercure et le thermomètre à air.

Dans les séries *u, v, x, y, z,* on a adopté, pour la température du thermomètre à mercure qui correspond à la force élastique observée, la moyenne des indications des thermomètres o et 10, parce que ces deux instruments marchent parfaitement d'accord. Mais dans la série *w,* le thermomètre n° 10 avait été remplacé par le n° 11, et comme il a été reconnu que ce dernier instrument ne marchait pas d'accord avec les thermomètres n^{os} o et 10, on a jugé convenable de ne pas prendre la moyenne des indications des thermomètres n^{os} o et 11 et d'adopter seulement celles du n° o.

---

compression, la fraction du volume primitif auquel le gaz a été réduit, d'après la quantité de mercure que l'on a fait entrer dans le réservoir.

Si l'on veut soumettre le gaz liquéfié à des expériences, on peut remplacer le tube recourbé *abc* par un petit réservoir particulier en métal, muni d'un robinet, que l'on peut ensuite détacher de l'appareil.

SÉRIE *u*.

NUMÉROS des expériences.	THERMOMÈTRES A MERCURE.			FORCES élastiques de la vapeur d'eau.	FORCES élastiques diminuées de 760mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique et le logarithme de 760.
	N° 0.	N° 10.	Moyenne.			
	°	°	°	mm	mm	
1	99,87	99,91	99,89	756,49		−0,0020104
2	106,86	106,76	106,81	962,16	202,16	0,1024337
3	106,86	106,76	106,81	962,32	202,32	0,1025059
4	115,15	115,16	115,15	1271,51	511,51	0,2235062
5	115,19	115,19	115,19	1272,16	512,16	0,2237282
6	121,28	121,22	121,25	1540,36	780,36	0,3068087
7	121,28	121,21	121,25	1540,16	780,16	0,3067522
8	126,26	126,22	126,24	1796,98	1036,98	0,3737297
9	126,26	126,20	126,23	1796,35	1036,35	0,3735774
10	130,33	126,32	126,33	1801,08	1041,08	0,3747194
11	126,34	130,33	130,33	2030,23	1270,23	0,4267316
12	130,34	130,33	130,33	2030,19	1270,19	0,4267231
13	136,04	135,92	135,98	2390,00	1630,00	0,4975843
14	136,02	135,90	135,96	2388,89	1628,89	0,4973826
15	138,40	138,36	138,39	2561,68	1801,68	0,5277113
16	138,41	138,36	138,39	2561,05	1801,05	0,5276045
17	143,07	143,08	143,07	2923,52	2163,52	0,5850925
18	143,07	143,08	143,07	2923,42	2163,42	0,5850776
19	145,62	145,62	145,62	3128,36	2368,36	0,6145031
20	145,62	145,62	145,62	3128,36	2368,36	0,6145031
21	147,87	147,89	147,88	3330,65	2570,65	0,6417155
22	147,87	147,89	147,88	3330,07	2570,07	0,6416398
23	150,31	150,27	150,29	3545,71	2785,71	0,6688896
24	150,33	150,27	150,30	3545,45	2785,45	0,6688577

SÉRIE *v*.

NUMÉROS des expériences.	THERMOMÈTRES A MERCURE.			FORCES élastiques de la vapeur.	FORCES élastiques diminuées de 760mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique et celui de 760.
	N° 10.	N° 0.	MOYENNES.			
	°	°	°	mm	mm	
1	99,62	99,62	99,62	749,68		—0,0059377
2	110,01	110,01	110,01	1073,27	313,27	0,1498953
3	110,01	110,01	110,01	1073,97	313,97	0,1501785
4	117,10	117,11	117,10	1353,88	593,88	0,2507667
5	117,08	117,09	117,08	1352,85	592,85	0,2504361
6	126,28	126,39	126,34	1804,93	1044,93	0,3756395
7	126,27	126,37	126,32	1803,80	1043,80	0,3753748
8	129,60	129,71	129,65	1993,50	1233,50	0,4188026
9	129,60	129,71	129,65	1993,06	1233,06	0,4187068
10	133,30	133,38	133,34	2220,21	1460,21	0,4655785
11	133,30	133,38	133,34	2220,23	1460,23	0,4655785
12	137,22	137,31	137,26	2484,26	1724,26	0,5143835
13	137,23	137,34	137,29	2485,88	1725,88	0,5146701
14	140,61	140,61	140,61	2739,45	1979,45	0,5568499
15	140,61	140,61	140,61	2739,69	1979,69	0,5568736
16	144,15	144,17	144,16	3020,15	2260,15	0,5992149
17	145,12	145,11	145,11	3098,69	2338,69	0,6103659
18	145,12	145,13	145,12	3100,29	2340,29	0,6105901
19	147,48	147,52	147,50	3303,39	2543,39	0,6381476
20	147,48	147,54	147,51	3304,25	2544,25	0,6382659
21	150,39	150,43	150,41	3572,35	2812,35	0,6721465
22	150,40	150,43	150,41	3573,83	2813,83	0,6723166
23	150,38	150,43	150,40	3572,49	2812,49	0,6721465
24	153,28	153,34	153,31	3850,83	3090,83	0,7047374
25	153,28	153,34	153,31	3852,57	3092,57	0,7049403
26	155,96	156,04	156,00	4128,20	3368,20	0,7349471
27	155,97	156,06	156,02	4130,10	3370,10	0,7351470
28	156,04	156,08	156,06	4135,55	3375,55	0,7357249
	(therm. n° 11.)					
29	157,83	158,32	»	4378,78	3618,78	0,7605415
30	157,85	158,38	»	4382,50	3622,50	0,7609083
31	161,08	161,61	»	4751,05	3991,05	0,7959806
32	161,08	161,61	»	4751,55	3991,55	0,7960263

SÉRIE *w*.

NUMÉROS des expériences.	THERMOMÈTRES A MERCURE.		FORCES élastiques de la vapeur d'eau.	FORCES élastiques diminuées de 760mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique et log. 760.
	N° 0.	N° 11.			
			mm	mm	
1	99,59	99,59	749,02		—0,0063306
2	126,41	126,35	1810,49	1050,49	0,3769849
3	126,41	126,35	1810,77	1050,77	0,3770498
4	137,65	137,39	2507,80	1747,80	0,5184793
5	137,65	137,38	2507,82	1747,82	0,5184797
6	147,11	146,91	3268,45	2508,45	0,6335283
7	147,11	146,91	3269,15	2509,15	0,6336213
8	147,13	146,91	3272,15	2512,15	0,6340197
9	147,12	146,93	3273,35	2513,35	0,6341789
10	151,54	151,27	3678,37	2918,37	0,6848418
11	151,56	151,29	3678,93	2918,93	0,6849068
12	157,53	157,24	4294,50	3534,50	0,7520990
13	157,55	157,26	4303,43	3543,43	0,7530011
14	161,70	161,39	4779,32	4019,32	0,7985525
15	161,70	161,38	4779,34	4019,34	0,7985528
16	165,99	165,57	5300,44	4540,44	0,8434983
17	166,01	165,59	5304,06	4544,06	0,8437948
18	169,58	169,16	5783,62	5023,62	0,8813861
19	169,56	169,16	5781,94	5021,94	0,8812600
20	172,40	172,02	6188,20	5428,20	0,9107507
21	172,37	172,00	6188,21	5428,21	0,9107509

NOTA. On n'a pas pris les moyennes entre les thermomètres n° 0 et n° 11, parce que ces deux instruments ne marchent pas d'accord. Voyez page 558.

SÉRIE x.

NUMÉROS des expériences	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR.							
	h_0	H_0	H_0+h_0	$\frac{v}{V}$	$\frac{v'}{V}$	t	t'	θ
	mm	mm	mm			°	°	°
1	152,77	753,24	906,01	0,002530	0,004747	22,2	14,9	99,75
	152,67	753,43	906,10	»	0,004747	22,5	14,9	99,75
2	214,04	753,88	967,92	»	0,004725	23,5	14,9	125,71
3	213,98	753,90	967,88	»	0,004725	23,6	14,9	125,70
4	234,61	754,15	988,76	»	0,004812	22,8	15,3	134,51
5	»	»	»	»	»	»	»	»
6	244,87	754,73	999,60	»	0,004725	24,3	15,2	139,01
7	244,77	754,73	999,50	»	0,004725	24,0	15,2	138,95
8	259,10	755,01	1014,11	»	0,004900	23,8	15,0	145,26
9	»	»	»	»	»	»	»	»
10	269,05	755,28	1024,33	»	0,004873	23,6	15,1	149,56
11	»	»	»	»	»	»	»	»
12	279,20	755,63	1034,83	»	0,004760	24,5	14,7	153,90
13	»	»	»	»	»	»	»	»
14	286,82	755,87	1042,69	»	0,004856	24,0	14,7	157,32
15	»	»	»	»	»	»	»	»
16	295,53	756,26	1051,79	»	0,004891	24,3	14,8	161,16
17	»	»	»	»	»	»	»	»
18	301,71	756,49	1058,20	»	0,004838	25,6	14,2	163,83
19	»	»	»	»	»	»	»	»
20	310,12	756,80	1066,92	»	0,004655	25,6	14,0	167,40
21	»	»	»	»	»	»	»	»

SÉRIE x.

THERMOMÈTRES A MERCURE.			DIFFÉRENCES moyennes entre le thermom. à air et le thermom. à mercure.	FORCES élastiques de la vapeur d'eau.	FORCES élastiques diminuées de 760mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique et le log. 760.
N° 0.	N° 10.	Moyenne.				
°	°	°		mm	mm	
99,75	99,75	99,75	0,00	753,24	»	»
99,75	99,75	99,75	0,00	753,24	»	−0,0038802
125,80	125,78	125,79	0,08	1778,95	1018,95	0,3693502
125,80	125,78	125,79	0,09	1779,25	1019,25	0,3694234
134,72	134,74	134,73	0,22	2316,10	1556,10	0,4839437
134,71	134,74	134,73	»	2316,10	1556,10	0,4839437
139,17	139,17	139,17	0,16	2626,37	1866,37	0,5385423
139,17	139,17	139,17	0,22	2626,27	1866,27	0,5385258
145,51	145,57	145,54	0,28	3127,35	2367,35	0,6143629
145,51	145,57	145,54	»	3127,17	2367,17	0,6143379
149,85	149,95	149,90	0,34	3515,99	2755,99	0,6652353
149,85	149,95	149,90	»	3515,91	2755,91	0,6642241
154,33	154,32	154,32	0,42	3944,86	3184,86	0,7152181
154,33	154,32	154,32	»	3944,40	3184,40	0,7151674
157,71	157,81	157,76	0,44	4309,15	3549,15	0,7535781
157,68	157,79	157,74	»	4308,59	3548,59	0,7535226
161,61	161,76	161,68	0,52	4757,37	3997,37	0,7965533
161,61	161,76	161,68	»	4757,59	3997,59	0,7965735
164,31	164,46	164,38	0,55	5089,17	4329,17	0,8258334
164,31	164,46	164,38	»	5088,79	4328,79	0,8258018
167,94	168,08	168,01	0,61	5554,83	4794,83	0,8638572
167,94	168,08	168,01	»	5554,03	4794,03	0,8637926

SÉRIE y.

NUMÉROS des expériences.	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR.							
	h_0	H_0	H_0+h_0	$\frac{v}{V}$	$\frac{v'}{V}$	t	t'	θ
	mm	mm	mm			°	°	°
1	147,88	757,90	905,29	0,002530	0,004306	28,7	18,4	99,92
2	291,87	757,36	1049,23	»	0,004345	36,8	21,7	160,59
3	291,92	757,36	1049,28	»	0,004345	36,8	21,7	160,57
4	292,01	757,32	1049,33	»	0,004345	36,9	21,6	160,59
5	292,13	757,22	1049,35	»	0,004437	37,7	22,2	160,65
6	307,28	757,00	1064,28	»	0,004463	38,0	20,25	167,02
7	307,25	756,94	1064,19	»	0,004463	36,8	22,1	166,97
8	328,20	756,51	1084,71	»	0,004332	40,2	21,9	175,66
9	328,22	756,39	1084,61	»	0,004332	40,3	22,8	175,61
10	339,71	756,42	1096,13	»	0,004166	42,4	24,2	180,23
11	339,72	756,40	1096,12	»	0,004166	40,3	23,5	180,23
12	»	»	»	»	»	»	»	»
13	353,81	756,41	1110,22	»	0,004288	38,0	23,0	186,33
14	352,86	756,36	1109,22	»	0,004131	37,8	22,2	185,67
15	352,80	756,35	1109,15	»	0,004131	36,0	22,5	185,63
16	368,31	756,73	1125,04	»	0,004708	39,4	20,9	192,94
17	367,98	756,87	1124,85	»	0,004646	37,6	21,3	192,82
18	367,92	756,91	1124,83	»	0,004646	38,7	21,6	192,81
19	367,68	756,91	1124,59	»	0,004640	38,5	20,4	192,71
20	367,68	757,03	1124,71	»	0,004640	37,3	22,25	192,75
21	371,63	757,12	1128,75	»	0,004585	35,3	19,6	194,49
22	371,53	757,18	1128,72	»	0,004585	35,5	20,5	194,47
23	371,35	757,26	1128,61	»	0,004585	34,7	19,8	194,42
24	355,19	761,14	1116,33	»	0,004411	27,2	17,0	189,15
25	355,11	761,12	1116,23	»	0,004411	28,0	17,0	189,09
26	355,05	761,17	1116,22	»	0,004402	28,0	17,6	189,08
27	367,80	761,23	1129,03	»	0,004402	31,7	17,7	194,49
28	»	»	»	»	»	»	»	»
29	367,78	761,29	1129,07	»	0,004402	31,8	19,0	194,50
30	387,49	761,61	1149,10	»	0,004786	32,3	19,0	203,31
31	»	»	»	»	»	»	»	»
32	387,66	761,65	1149,31	»	0,004786	33,0	20,0	»
33	399,41	761,84	1161,25	»	0,004602	32,0	19,5	208,34

SÉRIE *y*.

THERMOMÈTRES A MERCURE. N° 0.	N° 10.	Moyenne.	DIFFÉRENCES moyennes entre le thermom. à air et le thermom. à mercure.	FORCES élastiques de la vapeur d'eau.	FORCES élastiques diminuées de 760mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique et le logarithme de 760.
°	°	°	°	mm		
99,92	99,92	99,92	0,00	757,90	mm	—0,0012017
161,18	161,15	161,17	0,58	4702,63	3942,00	0,7915272
161,18	161,16	161,17	0,60	4703,42	3943,42	0,7916002
161,18	161,16	161,17	0,58	4704,97	3944,97	0,7917433
161,20	161,17	161,19	0,54	4707,69	3947,69	0,7919944
167,60	167,57	167,58	0,56	5507,58	4747,58	0,8601472
167,60	167,57	167,58	0,61	5504,21	4744,21	0,8598814
176,33	176,30	176,32	0,66	6768,75	6008,75	0,9496950
176,33	176,30	176,32	0,71	6761,72	6001,72	0,9492436
181,22	181,11	181,17	0,94	7565,85	6805,85	0,9980442
181,20	181,11	181,17	0,94	7556,56	6796,56	0,9975106
187,51	187,38	187,44	»	8688,50	7928,50	1,0581312
187,43	187,22	187,33	1,00	8664,35	7904,35	1,0569225
186,83	186,62	186,73	1,06	8572,42	7812,42	1,0522898
186,71	186,62	186,67	1,04	8566,61	7806,61	1,0519954
194,17	194,10	194,14	1,20	10040,06	9280,06	1,1209227
193,99	193,84	193,91	1,09	10011,45	9251,45	1,1196834
193,95	193,82	193,88	1,07	10001,64	9241,64	1,1192561
193,87	193,76	193,82	1,11	9988,92	9228,92	1,1187050
193,83	193,74	193,79	1,04	9979,79	9219,79	1,1183079
195,57	195,56	195,56	1,07	10367,71	9607,71	1,1348692
195,57	195,52	195,54	1,07	10357,43	9597,43	»
195,53	195,48	195,50	1,08	10344,27	9584,27	1,1338863
190,10	190,10	190,10	0,95	9207,32	8447,32	1,0833197
190,04	190,06	190,05	0,96	9206,74	8446,74	1,0832923
190,02	190,06	190,04	0,96	9206,03	8446,03	1,0832588
195,55	195,58	195,57	1,08	10361,93	9601,93	1,1346274
195,55	195,58	195,57	»	10362,08	9602,08	1,1346334
195,55	195,58	195,57	1,07	10358,78	9598,78	1,1344952
204,49	204,48	204,48	1,17	12436,88	11676,88	1,2138981
204,49	204,48	204,48	»	12432,63	11672,63	1,2137496
204,47	204,48	204,48	»	12429,28	11669,28	1,2136324
209,63	209,64	209,64	1,30	13804,82	13044,82	1,2592172

Suite de la SÉRIE γ.

NUMÉROS des expériences.	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR.							
	h_0	H_0	H_0+h_0	$\frac{v}{V}$	$\frac{v'}{V}$	t	t'	θ
	mm	mm	mm			°	°	°
34	399,44	761,69	1161,13	»	0,004602	32,6	19,8	208,27
35	399,29	761,70	1160,99	»	0,004602	33,0	20,4	208,20
36	408,64	761,89	1170,53	»	0,004533	33,6	20,6	212,20
37	408,64	761,91	1170,55	»	0,004550	34,0	20,3	212,21
38	408,54	761,91	1170,45	»	0,004550	34,0	20,6	212,16
39	419,79	762,06	1181,85	»	0,004620	35,2	22,5	217,06
40	419,73	762,16	1181,89	»	0,004620	35,0	20,9	217,08
41	419,39	762,18	1181,57	»	0,004631	33,6	21,8	216,94
42	418,92	762,16	1181,08	»	0,004454	35,6	22,0	216,69
43	418,98	762,16	1181,14	»	0,004463	37,0	20,7	216,71
44	421,53	762,81	1184,34	»	0,004463	32,3	18,2	217,79
45	421,56	762,79	1184,35	»	0,004175	33,6	20,5	217,80
46	421,68	762,77	1184,45	»	0,004175	34,2	19,7	217,84
47	421,65	762,75	1184,40	»	0,004175	35,2	20,9	217,81
48	419,54	762,64	1182,18	»	0,004454	39,4	21,6	217,05
49	419,65	762,68	1182,33	»	0,004454	38,6	21,7	217,12
50	419,52	762,66	1182,18	»	0,004454	38,6	22,0	217,09
51	142,08	763,39	905,47	»	0,004551	32,7	19,8	100,13
52	141,99	763,40	905,39	»	0,004551	33,6	20,6	100,13
53	141,99	763,45	905,44	»	0,004551	33,0	20,6	100,13

Suite de la SÉRIE y.

THERMOMÈTRES A MERCURE.			DIFFÉRENCES moyennes entre le thermom. à air et le thermom. à mercure.	FORCES élastiques de la vapeur d'eau.	FORCES élastiques diminuées de 760mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique et le logarithme de 760.
N° 0.	N° 10.	Moyenne.				
°	°	°	°	mm	mm	
209,63	209,60	209,62	1,35	13794,35	13034,35	1,2588877
209,63	209,56	209,60	1,40	13784,32	13024,32	1,2585718
213,73	213,64	213,69	1,49	14868,18	14108,18	1,2914442
213,73	213,62	213,68	1,47	14863,97	14103,97	1,2913213
213,71	213,62	213,67	1,51	14850,62	14090,62	1,2909364
218,70	218,63	218,67	1,61	16360,10	15600,10	1,3329724
218,64	218,53	218,59	1,51	16339,25	15579,25	1,3324186
218,55	218,89	218,47	1,53	16306,70	15546,70	1,3315526
218,25	218,23	218,24	1,55	16240,50	15480,50	1,3297858
218,25	218,23	218,24	1,53	16231,03	15471,03	1,3295325
219,42	219,42	219,42	1,63	16644,55	15884,55	1,3404585
219,50	219,42	219,46	1,66	16630,49	15870,49	1,3402067
219,50	219,42	219,46	1,62	16616,00	15859,00	1,3397129
219,44	219,42	219,43	1,62	16601,61	15841,61	1,3393363
218,70	218,63	218,67	1,62	16364,59	15604,59	1,3330919
218,72	218,63	218,68	1,56	16355,02	15595,02	1,3328374
218,70	218,59	218,65	1,56	16341,47	15581,47	1,3324775
100,13	100,13	100,13	0,00	763,39	3,39	
100,13	100,13	100,13	0,00	763,40	3,40	
100,13	100,13	100,13	0,00	763,45	3,45	

SÉRIE z.

NUMÉROS des expériences.	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR.							
	h_0	H_0	H_0+h_0	$\frac{v}{V}$	$\frac{v'}{V}$	t	t'	θ
	mm	mm	mm			°	°	°
1	153,56	754,53	908,09	0,002530	0,004297	25,5	18,4	99,79
2	193,35	754,39	947,74	»	0,004218	28,4	19,8	116,33
3	193,35	754,34	947,69	»	0,004218	27,7	20,0	116,30
4	193,43	754,37	947,80	»	0,004218	27,1	19,8	116,36
5	213,40	754,58	967,98	»	0,004253	27,2	20,9	124,83
6	213,40	754,92	968,32	»	0,004253	27,3	20,5	124,97
7	213,48	754,82	968,30	»	0,004253	27,3	20,9	124,96
8	228,84	755,19	984,03	»	0,004602	29,3	23,3	131,73
9	228,91	755,24	984,15	»	0,004602	29,5	22,7	131,79
10	245,55	755,31	1000,86	»	0,004236	30,9	23,2	138,59
11	245,60	755,33	1000,93	»	0,004236	32,2	23,9	138,62
12	262,89	755,26	1018,15	»	0,004253	34,1	25,0	145,84
13	262,78	755,40	1018,18	»	0,004253	32,3	23,6	145,85
14	262,88	755,36	1018,24	»	0,004253	33,4	23,6	145,88
15	270,07	755,57	1025,64	»	0,004253	34,6	23,9	149,04
16	270,05	755,57	1025,62	»	0,004253	34,3	24,2	149,03
17	275,63	755,77	1031,40	»	0,004201	33,2	23,0	151,38
18	275,58	755,80	1031,38	»	0,004201	34,7	22,7	151,37
19	275,71	755,77	1031,48	»	0,004201	34,7	23,0	151,42
20	284,64	755,78	1040,42	»	0,004332	34,2	22,2	155,29
21	284,56	755,79	1040,35	»	0,004332	33,2	23,4	155,25
22	284,52	755,79	1040,31	»	0,004332	33,3	23,3	155,24
23	290,11	755,73	1045,84	»	0,004349	33,0	23,0	157,58
24	290,18	755,71	1045,89	»	0,004349	33,4	22,4	157,60
25	295,89	755,80	1051,69	»	0,004201	35,0	22,7	159,93
26	295,83	755,92	1051,75	»	0,004201	35,2	22,1	159,96
27	300,87	755,91	1056,78	»	0,004166	34,7	22,3	162,05
28	300,86	755,91	1056,77	»	0,004166	35,2	23,3	162,05
29	300,77	755,97	1056,74	»	0,004166	35,0	23,0	162,03
30	296,79	755,34	1052,13	»	0,004349	32,4	17,7	160,28
31	296,79	755,35	1052,14	»	0,004349	33,4	17,7	160,28
32	307,21	755,25	1062,46	»	0,004175	33,2	18,2	164,50
33	307,21	755,30	1062,51	»	0,004175	32,1	19,1	164,52

SÉRIE z.

THERMOMÈTRES A MERCURE.			DIFFÉRENCES moyennes entre le thermom. à air et le thermom. à mercure.	FORCES élastiques de la vapeur d'eau.	FORCES élastiques diminuées de 760 mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique, et le logarithme de 760.
N° o.	N° 10.	Moyenne.				
°	°	°	°	mm	mm	
99,79	99,79	99,79	0,00	754,53		−0,0031371
116,34	116,39	116,37	0,04	1324,41	564,41	0,2412089
116,36	116,44	116,40	0,10	1324,62	564,62	0,2412748
116,43	116,50	116,47	0,11	1326,67	566,67	0,2419494
125,03	125,11	125,07	0,24	1737,75	977,75	0,3591739
125,10	125,20	125,15	0,18	1740,25	980,25	0,3597982
125,10	125,20	125,15	0,19	1740,21	980,21	0,3597881
131,98	132,02	132,00	0,27	2134,32	1374,32	0,4484460
132,00	132,04	132,02	0,23	2136,69	1376,69	0,4489280
138,89	138,92	138,91	0,32	2606,46	1846,45	0,5352375
138,93	138,97	138,95	0,33	2607,42	1847,42	0,5353974
146,23	146,28	146,25	0,41	3195,90	2435,90	0,6237796
146,27	146,34	146,31	0,46	3197,74	2437,74	0,6240295
146,27	146,33	146,30	0,42	3197,92	2437,92	0,6240540
149,40	149,56	149,48	0,44	3479,28	2719,28	0,6606758
149,40	149,49	149,45	0,42	3479,34	2719,34	0,6606833
151,79	151,92	151,85	0,47	3711,19	2951,19	0,6886996
151,79	151,93	151,86	0,49	3708,96	2948,96	0,6884385
151,79	151,93	151,86	0,44	3707,74	2947,74	0,6882957
155,76	155,78	155,77	0,48	4110,03	3350,03	0,7330314
155,76	155,82	155,79	0,54	4105,92	3345,92	0,7325969
155,74	155,81	155,77	0,53	4102,66	3342,66	0,7322520
158,10	158,17	158,13	0,55	4360,30	3600,30	0,7587028
158,10	158,17	158,14	0,54	4360,54	3600,54	0,7587267
160,45	160,49	160,47	0,54	4642,16	3882,16	0,7859065
160,44	160,50	160,47	0,51	4640,40	3880,40	0,7857418
162,60	162,70	162,65	0,60	4895,91	4135,91	0,8090198
162,60	162,70	162,65	0,60	4894,71	4134,71	0,8089134
162,60	162,71	162,65	0,62	4894,07	4134,07	0,8088566
160,78	160,83	160,80	0,52	4677,43	3917,43	0,7891937
160,79	160,84	160,83	0,55	4679,04	3919,04	0,7893431
165,16	165,29	165,23	0,73	5208,49	4448,49	0,8358983
165,17	165,30	165,24	0,72	5209,48	4449,48	0,8360109

Suite de la SÉRIE *z*.

NUMÉROS des expériences.	DONNÉES DU THERMOMÈTRE A AIR.							
	h_0	H_0	$H_0 + h_0$	$\frac{v}{V}$	$\frac{v'}{V}$	t	t'	θ
	mm	mm	mm			°	°	°
34	317,03	755,14	1072,17	0,002530	0,004279	37,6	21,5	168,61
35	317,12	755,04	1072,16	»	0,004279	40,8	21,2	168,61
36	325,26	755,10	1080,36	»	0,004140	37,8	20,1	171,98
37	325,26	755,09	1080,35	»	0,004140	37,8	21,0	171,98
38	335,88	754,92	1090,80	»	0,004272	38,6	20,7	176,48
39	335,93	754,87	1090,80	»	0,004272	38,5	21,9	176,48
40	»	»	»	»	»	»	»	»
41	343,55	754,91	1098,46	»	0,004105	41,0	20,4	179,57
42	»	»	»	»	»	»	»	»
43	343,76	754,59	1098,35	»	0,004105	40,1	21,6	179,52
44	343,82	754,53	1098,35	»	0,004105	42,3	22,8	179,50
45	352,17	754,22	1106,39	»	0,004271	40,7	21,2	183,04
46	352,25	754,07	1106,32	»	0,004271	44,9	22,1	182,99
47	366,91	752,42	1119,33	»	0,003819	37,7	22,2	186,03
48	367,02	752,45	1119,47	»	0,003819	38,6	22,9	186,05
49	377,80	752,00	1129,80	»	0,003658	35,6	22,6	190,30
50	377,98	751,95	1129,93	»	0,003658	37,0	22,0	190,35
51	384,25	751,74	1135,99	»	0,003856	43,2	22,9	193,02
52	384,25	751,73	1135,98	»	0,003856	40,9	23,2	193,01
53	392,45	751,35	1143,80	»	0,003789	40,3	22,4	196,26
54	392,41	751,25	1143,66	»	0,003789	41,0	23,5	196,20
55	406,37	751,09	1157,46	»	0,003732	42,7	23,3	201,92
56	406,35	751,09	1157,44	»	0,003732	41,3	23,3	201,91
57	406,32	750,81	1157,13	»	0,003732	41,0	22,9	201,86
58	406,23	750,84	1157,07	»	0,003809	40,0	23,3	201,82
59	429,87	747,06	1176,93	»	0,003971	34,3	18,1	210,40
60	429,84	747,06	1176,90	»	0,003971	33,6	19,0	210,39
61	441,20	747,39	1188,59	»	0,003475	33,6	19,1	214,89
62	440,98	747,42	1188,40	»	0,003398	33,0	19,2	214,75
63	440,87	747,50	1188,37	»	0,003398	34,7	18,9	214,74
64	448,38	748,04	1196,42	»	0,003808	36,0	17,6	218,48
65	448,09	748,04	1196,13	»	0,003703	36,4	18,9	218,47

Suite de la SÉRIE z.

Thermomètres à mercure. N° 0.	N° 10.	Moyenne.	Différences moyennes entre le thermom. à air et le thermom. à mercure.	Forces élastiques de la vapeur d'eau.	Forces élastiques diminuées de 760 mm.	Différences entre le logarithme de la force élastique, et le logarithme de 760.
°	°	°	°	mm	mm	
169,31	169,41	169,36	0,75	5757,34	4997,34	0,8794083
169,31	169,42	169,37	0,76	5760,06	5060,06	0,8796134
172,78	172,82	172,80	0,82	6247,02	5487,02	0,9148593
172,80	172,84	172,82	0,84	6248,09	5488,09	0,9149337
177,37	177,40	177,39	0,91	6945,45	6185,45	0,9608869
177,37	177,40	177,39	0,91	6948,47	6188,47	0,9610756
177,39	177,43	177,41	»	6951,78	6191,78	0,9612824
180,48	180,52	180,50	0,93	7459,09	6699,09	0,9918722
180,48	180,52	180,50	»	7459,15	6699,15	0,9918757
180,52	180,54	180,53	1,01	7464,21	6704,21	0,9921703
180,52	180,54	180,53	1,03	7466,88	6706,88	0,9923255
184,13	184,10	184,11	1,07	8089,16	7329,16	1,0270898
184,15	184,10	184,13	1,14	8090,50	7330,50	1,0271618
186,99	187,06	187,03	1,00	8622,28	7862,28	1,0548086
187,01	187,08	187,05	1,00	8624,48	7864,48	1,0549194
191,40	191,47	191,44	1,14	9487,06	8727,06	1,0963181
191,40	191,47	191,44	1,09	9489,65	8729,65	1,0964366
194,17	194,24	194,21	1,19	10062,56	9302,56	1,1218950
194,16	194,20	194,18	1,17	10056,51	9296,51	1,1216338
197,41	197,55	197,48	1,22	10784,04	10024,04	1,1519679
197,41	197,53	197,47	1,27	10780,00	10020,00	1,1518052
203,19	203,28	203,23	1,31	12155,63	11395,63	1,2039640
203,13	203,26	203,19	1,28	12147,94	11387,94	1,2036892
203,13	203,28	203,16	1,30	12128,64	11368,64	1,2029986
203,13	203,18	203,16	1,34	12130,34	11370,34	1,2030594
211,89	211,99	211,94	1,54	14428,26	13668,26	1,2784004
211,89	211,99	211,94	1,55	14421,45	13661,45	1,2781954
216,50	216,60	216,55	1,66	15808,71	15048,71	1,3180829
216,47	216,56	216,51	1,76	15756,09	14996,09	1,3166349
216,44	216,54	216,49	1,75	15746,01	14986,01	1,3163569
220,16	220,25	220,21	1,73	16886,00	16126,00	1,3467132
220,10	220,20	220,15	1,68	16855,65	16095,65	1,3459321

Suite de la SÉRIE z.

NUMÉROS des expériences.	DONNÉES DU THERMOMETRE A AIR.							
	h_0	H_0	H_0+h_0	$\frac{v}{V}$	$\frac{v'}{V}$	t	t'	θ
	mm	mm	mm			o	o	
66	457,55	747,92	1205,47	0,002530	0,004084	35,7	18,8	222,50
67	457,43	747,96	1205,39	»	0,004055	36,0	18,8	222,44
68	456,93	748,11	1205,04	»	0,004055	35,7	18,8	222,26
69	453,19	748,83	1202,02	»	0,003703	35,5	18,3	221,40
70	453,15	748,80	1201,95	»	0,003684	36,8	18,4	221,36
71	453,02	748,83	1201,85	»	0,003684	36,8	18,1	221,33
72	449,12	749,55	1198,67	»	0,003894	34,7	17,3	220,16
73	449,10	749,51	1198,61	»	0,003865	36,3	18,0	220,10
74	448,91	749,44	1198,35	»	0,003827	37,3	18,4	219,93
75	464,65	751,39	1216,04	»	0,003361	34,0	18,3	227,03
76	464,49	751,35	1215,84	»	0,003304	34,6	18,3	226,86
77	464,38	751,52	1215,90	»	0,003228	34,3	18,1	226,84
78	474,85	751,60	1226,45	»	0,003360	30,0	18,0	230,56
79	474,77	751,62	1226,39	»	0,003365	30,3	18,1	230,52
80	474,76	751,66	1226,42	»	0,003312	31,0	18,3	230,54
81	474,68	751,70	1226,38	»	0,003325	30,0	18,0	230,50

Nota. Entre les expériences 46 et 47, une petite fuite s'est déclarée à un des joints du thermomètre à air ; on y a porté remède immédiatement ; mais le thermomètre ayant perdu quelques bulles d'air, sa graduation n'était plus exacte. Il a été facile de trouver la correction, sans interrompre les expériences, et de déterminer les points fixes de l'appareil réparé ; il a suffi pour cela, de faire quelques nouvelles déterminations à une température très-voisine de celle qui avait lieu dans les expériences 45 et 46 qui ont précédé la rupture et

Suite de la SÉRIE *z*.

THERMOMÈTRES A MERCURE.			DIFFÉRENCES moyennes entre le thermom. à air et le thermom. à mercure.	FORCES élastiques de la vapeur d'eau.	FORCES élastiques diminuées de 760mm.	DIFFÉRENCES entre le logarithme de la force élastique, et le logarithme de 760.
N° 0.	N° 10.	Moyenne.				
°	°	°	°	mm	mm	
224,34	224,42	224,38	1,88	18250,30	17490,30	1,3804564
224,37	224,26	224,31	1,87	18232,65	17472,65	1,3800362
224,30	224,23	224,27	2,01	18183,25	17423,25	1,3788579
223,25	223,14	223,20	1,80	17816,98	17056,98	1,3700205
223,19	223,10	223,15	1,79	17803,22	17043,22	1,3696606
223,18	223,07	223,12	1,79	17790,11	17030,11	1,3693649
222,09	221,98	222,04	1,88	17398,58	16638,58	1,3597002
221,97	221,84	221,91	1,81	17374,59	16614,59	1,3591009
221,88	221,77	221,82	1,89	17346,30	16586,30	1,3583933
229,03	228,91	228,97	1,94	19806,63	19046,63	1,4159971
228,95	228,83	228,89	2,03	19777,18	19017,18	1,4153508
228,90	228,87	228,84	2,00	19742,54	18982,54	1,4145674
232,68	232,60	232,64	2,08	21144,02	20384,02	1,4443740
232,60	232,54	232,58	2,06	21136,72	20376,72	1,4442240
232,67	232,60	232,64	2,10	21139,30	20379,30	1,4442770
232,62	232,50	232,56	2,06	21127,00	20367,00	1,4440242

d'admettre que la température du thermomètre à air se trouve inférieure à celles des thermomètres à mercure de la même quantité dont elle leur était inférieure dans ces dernières expériences. On a calculé d'après cela la force élastique, que présenterait le gaz du thermomètre, s'il était mis à la température de 0°; et cette donnée a été admise dans toutes les expériences suivantes de la série *z*.

TROISIÈME PARTIE.

Construction graphique des expériences, et calcul des formules d'interpolation.

Construction graphique.

J'ai construit graphiquement, sur la planche VIII, les expériences que j'ai faites sur les forces élastiques de la vapeur aqueuse entre — 32° et + 231°, en appliquant la méthode que j'ai développée page 316 et suivantes. Les températures ont été prises pour abscisses ; les ordonnées représentent les forces élastiques correspondantes.

Il était impossible d'adopter la même échelle, pour représenter les forces élastiques de la vapeur d'eau, dans toute l'étendue des températures qui a été parcourue dans mes expériences. Car, dans les basses températures, une différence d'un degré centigrade produit une variation de la force élastique d'un petit nombre de millimètres; tandis que, dans les températures élevées, la même différence de température occasionne un accroissement de force élastique de plusieurs décimètres. Si donc l'on adopte pour les forces élastiques une unité assez grande, pour rendre sensibles les petites variations que les expériences partielles manifestent dans les basses températures, les tensions sont représentées, dans les hautes températures, par des longueurs si considé-

rables, qu'il est impossible de les porter sur une même feuille, et les arcs de la courbe s'approchent alors tellement de la ligne droite, que l'on perd complétement le sentiment de leur courbure. Si l'on adopte, au contraire, une échelle assez petite, pour représenter commodément les tensions dans les hautes températures, les variations accidentelles, que les expériences peuvent présenter dans les basses températures, disparaissent complétement.

Pour éviter ces inconvénients, j'ai adopté trois échelles différentes pour représenter les forces élastiques de la vapeur d'eau dans les diverses régions de température; mais ces échelles verticales différentes correspondent toutes à une échelle horizontale unique des températures, dans laquelle chaque degré centigrade est représenté par une division de la ligne des abscisses.

Les expériences sur les forces élastiques de la vapeur d'eau dans les basses températures qui sont décrites dans la première partie de ce mémoire, et dont les résultats sont consignés dans les tableaux des pages 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511 et 512, ont été construites, en supposant que chaque millimètre de mercure, dans la force élastique de la vapeur, est représenté par une division de l'échelle verticale, c'est-à-dire, par une longueur absolue de 8 millimètres. J'ai obtenu ainsi la courbe CAB qui représente les forces élastiques de la vapeur depuis -33° jusqu'à $+51^\circ,6$.

Les températures inférieures à 0° devaient être comptées comme abscisses négatives, mais on a été obligé de les porter dans le même sens que les températures supérieures à 0°, et il faut supposer que la branche CA, qui correspond à ces températures négatives, a tourné autour de l'axe des ordonnées,

comme charnière, pour se rabattre sur le prolongement de son plan primitif.

Les forces élastiques de la vapeur d'eau correspondantes aux températures comprises entre 0° et 100°, ont été construites, en admettant que chaque division de l'échelle verticale représente une hauteur de 10 millimètres de mercure. On a obtenu ainsi la courbe DE. Entre 0° et 50°, cette courbe a été construite avec les mêmes valeurs de coordonnées que la courbe AB, c'est-à-dire, avec les nombres des séries *a, b, c, d, e, l, m,* pages 504, 505, 506, 507, 508; 511 et 512; mais les ordonnées étaient comptées sur une échelle dix fois plus petite. De 50 à 100°, les points de la courbe ont été déterminés par les valeurs inscrites dans les séries *n*, *o*, *p*, *q*, des tableaux, pages 525, 526, 527, 528 et 529.

Enfin, pour les tensions de la vapeur aqueuse qui correspondent aux températures comprises entre 100° et 232°, on a admis que chaque division de l'échelle verticale représentait une hauteur de 100 millimètres de mercure. Comme les axes horizontal et vertical de la planche VIII ne renferment que 100 divisions, j'ai compté de nouveau les températures comprises entre 100° et 200°, à partir de l'origine; en un mot, j'ai supposé que l'échelle des températures de 100° à 200° avait été superposée sur celle de 0° à 100°; j'ai fait la même hypothèse pour les températures comprises entre 200° et 300°. J'ai pris pour ordonnées de la courbe entre 100° et 232°, non plus les forces élastiques elles-mêmes, mais ces forces élastiques diminuées de 760 millimètres. J'ai construit ainsi l'arc de courbe OF qui correspond aux températures comprises entre 100° et 197°.

Les forces élastiques qui correspondent aux températures

comprises entre 197° et 200°, diminuées de 760 millimètres, étant représentées par des ordonnées plus grandes que 10000 milli ou que 100 divisions de l'échelle verticale, ne pouvaient plus être inscrites à la suite des premières; on les a rapportées de nouveau à partir de l'axe des abscisses, ce qui a donné le petit arc de courbe GH, dont les ordonnées ont par conséquent pour valeur

$$y = (F - 10760)^{mm}.$$

L'arc IK se rapporte aux forces élastiques qui correspondent aux températures comprises entre 200° et 232°; les ordonnées de cet arc sont encore

$$y = (F - 10760)^{mm}.$$

Au-dessus de 100°, le thermomètre à mercure ne marchant pas d'accord avec le thermomètre à air, il a fallu construire deux courbes des forces élastiques : dans l'une, les abscisses sont les indications du thermomètre à mercure; dans l'autre, les abscisses sont les températures marquées par le thermomètre à air. La première courbe est représentée par les arcs OF, GH et IK; la seconde se compose des arcs OF', G'H' et I'K'.

Les tableaux inscrits pages 536 à 538, et 559 à 573, et qui se composent des séries *r*, *s*, *t*, *u*, *v*, *w*, *x*, *y*, *z*, renferment les valeurs numériques, d'après lesquelles on a construit ces dernières courbes.

Chaque point, donné par une expérience directe, se trouve représenté sur la planche VIII par le centre d'une petite croix; j'ai inscrit auprès de ce point la lettre qui indique la série d'expériences à laquelle il se rapporte. Ainsi, tous les

points marqués a sur la planche ont les valeurs de leurs coordonnées inscrites dans la série a, page 504; les points marqués y appartiennent à la série y, pages 564, 565, 566 et 567, et ainsi pour les autres. Mais lorsque, dans une même série, on a observé à la fois la température du thermomètre à air et celle du thermomètre à mercure, pour distinguer les points qui appartiennent à chacune des deux courbes, j'ai affecté d'un accent les lettres qui se rapportent aux points de la courbe du thermomètre à air. Ainsi, x, y, z, désignant les points de la courbe des forces élastiques de la vapeur d'eau, dont les abscisses sont les températures du thermomètre à mercure, j'ai marqué x', y', z' les points correspondants de la courbe, dont les abscisses sont les températures du thermomètre à air.

Je n'ai pas pu construire graphiquement sur la planche VIII toutes les observations qui ont été inscrites dans les tableaux, parce qu'il en serait résulté une grande confusion ; je n'ai gravé sur cette planche que le tiers environ des observations ; je les ai d'ailleurs choisies au hasard, et chacun pourra reconnaître, en consultant les tableaux qui renferment toutes mes expériences, que les observations faites sensiblement aux mêmes températures, et qui ont été négligées dans la construction graphique, avaient donné des nombres parfaitement concordants avec ceux qui ont été gravés sur la planche.

J'ai encore construit graphiquement, d'une autre manière, les observations qui ont été faites au-dessus de 100°. J'ai pris, pour ordonnées, les logarithmes de la force élastique de la vapeur, diminués du logarithme de 760 millimètres, chaque division de l'échelle verticale représentant maintenant une fraction de logarithme égale à 0,01000. L'échelle des tem-

pératures est restée la même. J'ai obtenu ainsi les trois arcs de courbe OL, MN, PR correspondant aux températures du thermomètre à mercure, et les trois arcs OL', M'N', P'R' qui se rapportent aux températures du thermomètre à air.

Ce mode de construction présente de grands avantages sur celui dans lequel on prend pour ordonnées les forces élastiques elles-mêmes, parce que, dans ce dernier cas, les ordonnées croissent tellement rapidement dans les hautes températures, que la courbe devient presque rectiligne, et sa construction précise est alors très-difficile. Lorsqu'on prend au contraire pour ordonnées les logarithmes de la force élastique, on obtient une courbe concave vers l'axe des températures et dont le tracé exact m'a semblé beaucoup plus facile.

L'appareil micrométrique, que j'ai employé pour tracer directement les points sur la planche de cuivre, donnait dans chaque cas une précision suffisante.

Les températures, qui sont prises sur la même échelle pour les trois espèces de courbes, sont données dans les tableaux jusqu'au centième de degré; l'appareil micrométrique permettait d'apprécier le millième.

Pour les forces élastiques de la vapeur entre — 33° et + 51°,6, on a supposé que chaque division de l'échelle verticale représentait un millimètre; l'appareil micrométrique permettait donc d'apprécier le millième de millimètre.

Pour la courbe ED qui représente les forces élastiques de la vapeur d'eau de 0° à 100°, une division de l'échelle verticale vaut 10 millimètres, l'appareil micrométrique permet donc de tenir compte de $\frac{1}{100}$ de millimètre.

Enfin, pour les forces élastiques qui correspondent aux températures supérieures à 100°, chaque division de l'échelle

verticale vaut 100 millimètres, et l'appareil micrométrique ne donne plus que le $\frac{1}{10}$ de millimètre.

Dans la réalité, la précision du tracé est moins grande, que celle que permet la division de l'instrument; car cette précision est altérée par la difficulté d'établir une coïncidence, mathématiquement exacte, du zéro de la division de la petite échelle du micromètre, avec la division de la grande planche; mais on peut admettre que l'incertitude, qui résulte de là, ne dépasse pas l'épaisseur des traits.

Si l'on fait passer une courbe par tous les points obtenus dans *une même série d'expériences*, on reconnaît, à sa continuité parfaite, que les erreurs accidentelles des observations ne peuvent être qu'extrêmement petites. Mais si l'on exécute la même construction sur *les diverses séries d'expériences* qui ont été faites dans la même région de température, on remarque que ces courbes se superposent rarement d'une manière absolue; le plus souvent elles sont séparées sensiblement, quoique toujours d'une quantité extrêmement petite. Cette circonstance annonce l'existence de très-petites erreurs constantes, qu'il est impossible d'éviter complétement, parce qu'elles sont produites par les variations des points fixes des thermomètres, et ces variations surviennent pendant le cours même des expériences. Pour atténuer les effets de cette cause d'erreur, nous avions soin de déterminer directement les points fixes de nos thermomètres tous les jours; mais on ne parvient pas ainsi à les faire disparaître entièrement.

Cette cause d'erreur n'existe pas pour le thermomètre à air; mais comme la détermination des températures, au moyen de ce dernier instrument, dépend d'un grand nombre de mesures, il est difficile d'obtenir ces températures avec une

précision plus grande que 1 ou 2 dixièmes de degré; au moins, quand on ne peut pas donner des dimensions très-considérables au réservoir du thermomètre, de manière à diminuer considérablement l'influence du petit volume d'air extérieur qui n'est pas chauffé, et sur la température duquel il reste toujours beaucoup d'incertitude.

J'ai tracé les courbes que j'admets comme l'expression définitive de mes expériences, de manière à satisfaire, aussi bien que possible, à l'ensemble des observations; quelquefois cependant, j'ai rapproché la courbe davantage des séries dans l'exactitude desquelles j'avais le plus de confiance. Au reste, un coup d'œil jeté sur la planche VIII fera voir immédiatement de quel ordre sont les divergences qui existent entre mes différentes séries d'expériences.

On ne peut pas espérer que le tracé des courbes, avec quelque soin qu'il soit exécuté, ne présente pas quelques imperfections locales. J'ai marqué moi-même ce tracé, par un trait léger, sur la planche de cuivre, et l'artiste lui a donné ensuite, au burin, la profondeur nécessaire pour permettre le tirage des épreuves. Je n'ai pas pu éviter cependant quelques petites irrégularités dans les courbes; mais une seule de ces irrégularités me paraît assez importante pour devoir être signalée. Elle se présente pour les basses températures comprises entre 0° et — 16°, la courbe creuse trop vers l'axe des températures, elle laisse, notablement au-dessus d'elle, toutes les déterminations expérimentales qui ont été faites entre 0° et — 10°. Ainsi les valeurs, que cette petite portion de la courbe donne pour les forces élastiques, sont un peu trop faibles, et j'ai eu soin de les augmenter, de la quantité convenable, dans les nombres que je donnerai plus loin.

Calcul des formules d'interpolation.

Nous ne connaissons pas, jusqu'à présent, la loi théorique qui lie les forces élastiques des vapeurs avec les températures. Cette loi ne se manifeste pas immédiatement dans les expériences que je viens de décrire, ni dans celles que j'ai faites sur quelques autres liquides, et qui seront publiées prochainement.

L'ignorance dans laquelle nous nous trouvons des lois qui régissent les phénomènes de la chaleur, ne doit pas surprendre, quand on fait attention à leur extrême complication. Ces phénomènes, en effet, ne se présentent jamais isolés; plusieurs phénomènes existent toujours simultanément, et l'expérience directe ne donne que l'expression d'une résultante, dans laquelle il est difficile d'assigner la part qui revient à chacun d'eux. La question, qui nous occupe en ce moment, est probablement une des moins complexes de la théorie de la chaleur; et si la loi ne se manifeste pas dans nos expériences, cela tient peut-être à la définition tout empirique que nous avons donnée de la *température,* définition qui n'établit probablement aucune relation simple entre les températures et les quantités absolues de chaleur.

Dalton a proposé la loi suivante :

« Les forces élastiques des vapeurs croissent suivant une progression géométrique, lorsque les températures croissent en progression arithmétique. »

Cette loi, qui est d'une grande simplicité, paraît, jusqu'à un certain point, vérifiée par les expériences, quand celles-ci ne sont faites qu'entre des limites de températures peu éten-

dues. Elle a été adoptée par plusieurs physiciens, et dernièrement encore, M. Faraday a cru en trouver une confirmation dans ses expériences sur les gaz liquéfiés. (*Annales de Chimie et de Physique,* troisième série, tome XV, page 288.) Mais il suffit de jeter les yeux sur notre construction graphique de la planche VIII, pour reconnaître que l'hypothèse de Dalton s'éloigne beaucoup de la vérité. En effet, d'après la loi que nous venons de citer, la courbe OL, MN, PR, qui est celle des logarithmes de la force élastique, serait une ligne droite. Or, cette courbe présente une courbure bien caractérisée, et ses éléments successifs s'inclinent de plus en plus vers l'axe des x.

A défaut d'une loi générale qui lie les forces élastiques de toutes les vapeurs avec les températures correspondantes, les physiciens ont proposé des formules numériques particulières, qui expriment les forces élastiques de la vapeur aqueuse en fonction de la température. La plupart de ces formules ont été données comme de simples formules d'interpolation; quelques-unes cependant ont été présentées avec de plus grandes prétentions et comme exprimant réellement la loi physique du phénomène.

De Prony (1) a appliqué le premier, au calcul des forces élastiques de la vapeur d'eau, une expression de la forme :

$$F = a\alpha^t + b\beta^t + c\gamma^t + d\delta^t + \ldots$$

Les six constantes qui entrent dans sa formule ont été calculées d'après les observations de Bétancourt.

---

(1) *Journal de l'École polytechnique*, deuxième cahier, pag. 1.

Le docteur Young (1) a proposé la formule

$$F = (a + bt)^m,$$

qui a été adoptée par plusieurs physiciens, notamment par Creighton (2), Southern (3), Tredgold (4), Coriolis (5), etc.

MM. Arago et Dulong (6) ont admis une expression de la même forme. La formule

$$F = (1 + 0,7153.T)^5,$$

calculée par ces physiciens, ne renferme qu'une constante, qui a été obtenue au moyen d'une seule de leurs observations, celle qui a été faite sous la plus forte pression, c'est-à-dire, sous 24 atmosphères.

F exprime l'élasticité en atmosphères de $0^m,76$, et T la température, à partir du 100e degré, positivement en dessus et négativement en dessous, en prenant pour unité l'intervalle de $100°$.

La formule de MM. Dulong et Arago représente, d'une manière assez satisfaisante, les forces élastiques depuis une atmosphère jusqu'à 24 atmosphères ; mais elle devient inexacte pour les forces élastiques plus faibles ; ainsi, pour la température de $50°$, la formule donne une force élastique de $83^{mm},11$, tandis que l'observation donne $91^{mm},98$. Pour la température de $0°$, la formule donne $1^{mm},42$ au lieu de $4^{mm},60$.

---

(1) *Natural Philosophy*, tome II, pag. 400.

(2) *Philosophical Magazine*, tome LIII, pag. 266.

(3) *Robison Mecanical Philosophy*, tome II, pag. 172.

(4) *Traité des machines à vapeur*, 1828. Traduction de Mellet, pag. 101.

(5) *Du calcul de l'effet des machines*, 1829, pag. 58.

(6) *Mémoires de l'Institut*, tome X, pag. 230, et *Annales de Chimie et de Physique*, deuxième série, tome XLIII, pag. 74.

On représenterait les observations plus exactement dans toute l'échelle des températures, en prenant la formule générale du Dr Young,

$$F = (a + bt)^m,$$

et déterminant les trois constantes *a*, *b*, *m* au moyen de trois expériences, dont deux se trouveraient aux deux extrémités de l'échelle thermométrique, et la troisième dans la région moyenne ; mais on perd ainsi la simplicité, qui est le principal avantage de la formule de MM. Dulong et Arago.

M. Roche avait proposé la formule

$$F = a\alpha^{\frac{t}{1+mt}},$$

à laquelle il est parvenu par le calcul, en se fondant sur les principes généraux de la théorie des vapeurs. Je n'ai pas réussi à me procurer le mémoire de M. Roche, et j'ignore même s'il a été imprimé. MM. Dulong et Arago, qui ont eu ce travail entre les mains, déclarent qu'ils ne pensent pas que les raisonnements, sur lesquels M. Roche se fonde, puissent obtenir l'assentiment des physiciens (1).

Cependant plusieurs autres théoriciens, se fondant sur des considérations, probablement analogues à celles qui avaient dirigé M. Roche, sont arrivés par l'analyse à la même formule. Je citerai MM. Clapeyron (2), August (3), de Wrede (4), Holtz-

(1) *Mémoires de l'Institut*, tome X, pag. 227.

(2) *Journal de l'École polytechnique*, tome XIV, pag. 153.

(3) *Annales de Poggendorff*, tome XIII, page 122, et tome LVIII, pag. 334.

(4) *Annales de Poggendorff*, tome LIII, pag. 225.

mann (1). Les principes, sur lesquels ces géomètres se sont appuyés, ne sont pas à l'abri de toute objection. Ainsi les lois fondamentales qui leur servent de point de départ, telles que la loi de Watt sur les quantités de chaleur renfermées dans la vapeur d'eau à saturation, la loi des capacités calorifiques des gaz à volume constant ou sous pression constante, etc., etc., ne sont pas confirmées par l'expérience, et les formules sont loin de représenter convenablement les observations, lorsqu'on donne aux coefficients qu'elles renferment, les interprétations que leur assigne la théorie, et les valeurs numériques qui s'en déduisent. Pour obtenir une formule numérique qui représente les forces élastiques d'une manière satisfaisante, on est obligé de calculer ces coefficients, au moyen de quelques-unes des forces élastiques que les expériences ont données pour des températures connues, de sorte que l'on ne fait, en définitive, qu'une véritable interpolation. Néanmoins, ces spéculations sont utiles, parce qu'elles pourraient conduire à la connaissance de la forme de la fonction qui représente la loi physique du phénomène; et cette fonction pourra représenter les expériences mieux que toute autre, lorsque ses coefficients auront été déterminés au moyen d'un certain nombre de ces mêmes expériences, convenablement choisies. C'est en effet ce qui se présente pour la formule de M. Roche : cette formule représente les forces élastiques de la vapeur aqueuse, dans une grande étendue de l'échelle des températures, avec une exactitude remarquable, et beaucoup mieux qu'on ne peut le faire avec toute autre

---

(1) *Annales de Poggendorff. Ergänzungsheft*, tome II, pag. 183.

formule qui n'introduit, comme la formule de Roche, que trois données expérimentales. On peut s'expliquer jusqu'à un certain point, comment cette formule, quoique fondée en partie sur des lois inexactes, paraît cependant s'approcher beaucoup de la formule qui représente rigoureusement le phénomème. Cette circonstance tient à ce que les lois qui ont été admises, peuvent être considérées comme étant les premiers termes des lois véritables, développées suivant les puissances de la température, et que ces premiers termes l'emportent beaucoup sur la somme des autres. Ainsi, la loi de Watt consiste à dire, que la quantité de chaleur renfermée dans un kilogramme de vapeur à saturation, est la même, quelle que soit la pression. Les expériences, que je décrirai dans le mémoire suivant, montrent que cette quantité de chaleur va en augmentant notablement avec la pression ou avec la température de la vapeur ; mais on représente dans tous les cas parfaitement ces quantités de chaleur, en ajoutant à la quantité constante, un terme qui renferme la première puissance de la température. Or cette modification de la loi de Watt n'influe pas considérablement sur la forme de la fonction ; elle introduit de plus un terme qui renferme la première puissance de t, mais qui se fond plus tard dans un terme semblable introduit par d'autres considérations.

Quoi qu'il en soit, j'ai reconnu que la formule de M. Roche s'applique parfaitement bien, non-seulement à la vapeur d'eau, mais encore aux vapeurs d'éther et d'alcool. Elle est très-commode pour les calculs, ses coefficients se déterminent facilement au moyen des données expérimentales, et on la résout immédiatement, soit par rapport à F, soit par rapport à t.

Enfin M. Biot a donné, dans la *Connaissance des temps* pour 1844, un nouveau mode d'interpolation qu'il a appliqué au calcul d'une table des forces élastiques de la vapeur aqueuse entre — 20° et 220°, en s'appuyant sur les expériences de M. Gay-Lussac, pour les températures inférieures à 100°, et sur les expériences de MM. Dulong et Arago pour les températures plus élevées. La formule adoptée par M. Biot diffère de toutes les autres en ce que la forme exponentielle y est appliquée au logarithme de la force élastique et non pas à la force élastique elle-même. M. Biot a reconnu que, pour représenter exactement les forces élastiques de la vapeur aqueuse, l'on pouvait se borner à trois termes, et même supposer la base de l'une des exponentielles égale à 1 ; de sorte qu'il adopte la formule suivante:

$$\log F = a + b\alpha^t + c\beta^t.$$

Les cinq constantes, qui entrent dans cette expression, sont déterminées par cinq observations également espacées dans l'échelle des températures.

La formule précédente se calcule plus difficilement que celle de M. Roche, au moyen des données expérimentales, et on ne peut pas la résoudre immédiatement par rapport à t : mais elle a l'avantage de faire entrer cinq données expérimentales, par conséquent de faire passer la courbe de l'interpolation par cinq points qui appartiennent à la courbe expérimentale, et il est clair, que si l'on prend ces points convenablement espacés, et si d'ailleurs la forme de la fonction s'applique bien au phénomène, il ne pourra pas y avoir un écart considérable de ces courbes dans les parties intermédiaires.

Pour que la formule de M. Roche présentât les mêmes avantages, il faudrait y faire entrer deux termes de plus, mais la formule perd ainsi sa simplicité qui est son mérite principal. Il faudrait la remplacer par des formules telles que celle-ci

$$F = a\alpha^{\frac{t}{1+mt+nt^2}}$$

$$\text{ou } F = a\alpha^{\frac{t+nt^2}{1+mt}}$$

qui introduiraient quatre données expérimentales, ou telles que

$$F = a\alpha^{\frac{t}{1+mt+nt^2+pt^3}}$$

qui feraient entrer cinq données de l'expérience (1).

J'ai reconnu promptement, par quelques calculs préliminaires, que la formule d'Young, même en la prenant sous sa forme la plus générale, ne représente jamais les observations avec la même précision, dans toute l'échelle des températures, que la formule de M. Roche ou que celle de M. Biot; de sorte que tous mes calculs définitifs ont été exécutés par ces deux derniers modes d'interpolation.

La formule de M. Roche, écrite sous la forme

$$F = a\alpha^{\frac{t}{m+nt}},$$

représente une courbe à deux branches.

Dans le cas de $\alpha > 1$, l'une de ces branches, celle qui représente réellement les forces élastiques, a un point d'arrêt pour

$$t = -\frac{m}{n}, \quad \text{auquel correspond} \quad F = 0.$$

(1) M. Bary a appliqué une formule de cette espèce au calcul des forces élastiques de la vapeur d'eau. *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, tome XX, page 1574.

La courbe est alors tangente à l'axe des t. Elle présente un point d'inflexion pour

$$t = \frac{m(\log \alpha - 2n)}{2n^2}, \quad F = a\alpha^{\frac{(\log \alpha - 2n)}{2n[n + m(\log \alpha - 2n)]}}.$$

Enfin, elle est asymptote à la droite, parallèle à l'axe des t, dont l'équation est

$$F = a\alpha^{\frac{1}{n}}.$$

L'autre branche de la courbe est étrangère à la solution; elle est asymptote à la droite $F = a\alpha^{\frac{1}{n}}$, parallèle à l'axe des t, et à la droite

$$t = -\frac{m}{n},$$

parallèle à l'axe des F.

Si donc la formule $F = a\alpha^{\frac{t}{m+nt}}$, représente réellement la loi du phénomène, il faut que la force élastique de la vapeur devienne nulle à une température très-basse $t = -\frac{m}{n}$, au-dessous de laquelle la vapeur ne possède plus d'élasticité, et que, dans les températures élevées, elle tende vers un maximum $F = a\alpha^{\frac{1}{n}}$.

Nous discuterons plus tard ces résultats sur la formule numérique calculée d'après mes expériences.

La formule

$$F = a\alpha^{\frac{t}{m+nt}}$$

peut être mise sous la forme

$$F = a\alpha^{\frac{t}{1+mt}}. \qquad \text{(A)}$$

Elle ne renferme donc que trois constantes indéterminées, pour le calcul desquelles il suffit de trois observations; nous prendrons toujours ces observations à des températures équidistantes, et nous poserons l'intervalle entre les températures extrêmes, égal à 2.

D'après cela, soient

$$t_0 = 0, \quad t_1 = 1, \quad t_2 = 2$$

les trois températures;

$f_0, \quad f_1, \quad f_2$ les forces élastiques correspondantes.

Appelons

$y_0, \quad y_1, \quad y_2$ les logarithmes de ces forces élastiques.

Enfin posons

$$y_1 - y_0 = \Delta y_0,$$
$$y_2 - y_1 = \Delta y_1,$$

nous aurons

$$a = f_0, \quad \log a = y_0,$$
$$m = \frac{1}{2}\,\frac{\Delta y_0 - \Delta y_1}{\Delta y_1},$$
$$\log \alpha = (1 + m)\Delta y_0.$$

La température t se trouve comptée dans cette formule, en prenant le zéro de l'échelle au point t_0, et la valeur du degré est $(t_1 - t_0)$ ou $(t_2 - t_1)$.

Mais si l'on veut conserver l'échelle centigrade ordinaire, il faut remplacer la formule (A) par celle-ci:

$$F = a\alpha_1^{\frac{x}{1+m'x}}, \qquad \text{(A')}$$

dans laquelle

$$\alpha_1^{t_1 - t_0} = \alpha, \quad \text{d'où} \quad \log \alpha_1 = \frac{1}{t_1 - t_0} \log \alpha,$$

$$(t_1 - t_0) m' = m, \quad \text{d'où} \quad m' = \frac{m}{t_1 - t_0},$$

$$x = t_1 - t_0.$$

La formule générale d'interpolation de M. Biot est la suivante :

$$\log F = a\alpha^t + b\beta^t + c\gamma^t + d\delta^t + \ldots$$

Posons

$$\log F = y.$$

Prenons de même des températures équidistantes

$$t_0, \quad t_1, \quad t_2, \quad t_3 \ldots$$

et supposons

$$t_1 - t_0 = t_2 - t_1 = t_3 - t_2 \ldots = 1.$$

Enfin, supposons le zéro de l'échelle thermométrique transporté à la température t_0. Les valeurs des températures seront alors

$$t_0 = 0, \quad t_1 = 1, \quad t_2 = 2, \quad t_3 = 3, \quad t_4 = 4 \ldots$$

Soient

$$y_0, \quad y_1, \quad y_2, \quad y_3, \quad y_4 \ldots$$

les logarithmes des forces élastiques correspondantes à ces températures, nous aurons les équations

$$y_0 = a + b + c + d + \ldots$$
$$y_1 = a\alpha + b\beta + c\gamma + d\delta + \ldots$$
$$y_2 = a\alpha^2 + b\beta^2 + c\gamma^2 + d\delta^2 + \ldots$$
$$y_3 = a\alpha^3 + b\beta^3 + c\gamma^3 + d\delta^3 + \ldots$$
$$y_4 = a\alpha^4 + b\beta^4 + c\gamma^4 + d\delta^4 + \ldots$$

au moyen desquelles on calculera les coefficients a, b, c, d... et les bases des exponentielles α, β, γ, δ... par l'élimination.

Lagrange a donné une méthode directe et générale pour effectuer cette opération sur des équations de la forme précédente et renfermant un nombre quelconque d'exponentielles (1). Mais comme nous ne traiterons que les deux cas les plus simples, celui où la formule renferme deux exponentielles, et celui où elle en renferme trois, l'élimination directe suffira. Nous supposerons même, avec M. Biot, que la base de l'une de ces exponentielles est l'unité; c'est-à-dire, nous ne nous occuperons que des deux formules

$$y = a + b\alpha^t,$$
$$y = a + b\alpha^t + c\beta^t.$$

La première n'exige que trois observations pour être déterminée d'une manière complète; la seconde en demande cinq.

Pour la première formule

$$y = a + b\alpha^t, \qquad \text{(B)}$$

nous prendrons les données expérimentales

$$t_0 = 0, \quad \log F_0 = y_0,$$
$$t_1 = 1, \quad \log F_1 = y_1,$$
$$t_2 = 2, \quad \log F_2 = y_2,$$

et nous poserons

$$y_1 - y_0 = \Delta y_0,$$
$$y_2 - y_1 = \Delta y_1.$$

(1) *Mémoires de Berlin pour l'année* 1775. Cette méthode a été reproduite par Lacroix, dans son *Traité de calcul différentiel et intégral*, tome III, page 199 et suivantes.

Nous aurons alors, pour déterminer les constantes a, b, α, les trois équations de condition

$$y_0 = a + b,$$
$$y_1 = a + b\alpha,$$
$$y_2 = a + b\alpha^2,$$

desquelles on déduit

$$\alpha = \frac{\Delta y_1}{\Delta y_0},$$
$$b = \frac{\Delta y_0}{\frac{\Delta y_1}{\Delta y_0} - 1},$$
$$a = y_0 - \frac{\Delta y_0}{\frac{\Delta y_1}{\Delta y_0} - 1}.$$

Pour conserver l'échelle centigrade ayant pour point de départ la température de la glace fondante, il faut remplacer la formule (B) par la suivante:

$$y = a + b\alpha_1^x, \tag{B'}$$

dans laquelle

$$\alpha_1^{t_1 - t_0} = \alpha, \quad \text{d'où} \quad \log \alpha_1 = \frac{1}{(t_1 - t_0)} \log \alpha,$$
$$(t_1 - t_0)m' = m, \quad \text{d'où} \quad m' = \frac{m}{t_1 - t_0},$$
$$x = t_1 - t_0.$$

Les constantes de la formule

$$y = a + b\alpha^t + c\beta^t, \tag{C}$$

se calculeront de la manière suivante:

Soient toujours

$$t_0 = 0, \quad t_1, \quad t_2, \quad t_3, \quad t_4$$

cinq températures équidistantes;

$$y_0,\quad y_1,\quad y_2,\quad y_3,\quad y_4$$

les logarithmes des forces élastiques correspondantes, données par les expériences directes; nous aurons les cinq équations de condition

$$y_0 = a + b + c, \qquad (1)$$
$$y_1 = a + b\alpha + c\beta, \qquad (2)$$
$$y_2 = a + b\alpha^2 + c\beta^2, \qquad (3)$$
$$y_3 = a + b\alpha^3 + c\beta^3, \qquad (4)$$
$$y_4 = a + b\alpha^4 + c\beta^4. \qquad (5)$$

Posons toujours

$$y_1 - y_0 = \Delta y_0,$$
$$y_2 - y_1 = \Delta y_1,$$
$$y_3 - y_2 = \Delta y_2,$$
$$y_4 - y_3 = \Delta y_3.$$

Des équations (1), (2), (3), on tire

$$a = \frac{[y_0\alpha\beta - (\alpha+\beta)y_1 + y_2](\alpha-\beta)}{(\alpha-1)(\beta-1)(\alpha-\beta)},$$
$$b = \frac{[y_0\beta - (1+\beta)y_1 + y_2](\beta-1)}{(\alpha-1)(\beta-1)(\alpha-\beta)},$$
$$c = \frac{[-y_0\alpha + (1+\alpha)y_1 - y_2](\alpha-1)}{(\alpha-1)(\beta-1)(\alpha-\beta)}.$$

Si l'on substitue ces valeurs dans les équations (4) et (5), on obtient deux équations qui ne renferment que α et β.

Retranchons l'équation (2) de l'équation (4), il vient

$$y_3 - y_1 = b\alpha(\alpha^2 - 1) + c\beta(\beta^2 - 1).$$

Substituant pour b et c leurs valeurs, et réduisant

$$y_3 - y_1 = y_0\alpha\beta - y_1(\alpha+1)(\beta+1) + y_2(\alpha+\beta+1), \qquad (6)$$

ou

$$\Delta y_2 = \Delta y_0 \alpha \beta + \Delta y_1 (\alpha + \beta). \tag{7}$$

Retranchons maintenant l'équation (3) de l'équation (5), il vient :

$$y_4 - y_2 = b\alpha^2(\alpha^2 - 1) + c\beta^2(\beta^2 - 1).$$

Substituons pour b et c leurs valeurs, et réduisons :

$$y_4 - y_2 = [y_0\alpha\beta - y_1(\alpha+1)(\beta+1) + y_2(\alpha+\beta+1)](\alpha+\beta) + y_0\alpha\beta - y_2\alpha\beta,$$

ou en vertu de l'équation (6)

$$y_4 - y_2 = (\alpha + \beta)(y_3 - y_1) + (y_0 - y_2)\alpha\beta,$$

ou enfin

$$\Delta y_3 + \Delta y_2 = (\Delta y_2 + \Delta y_1)(\alpha + \beta) - (\Delta y_1 + \Delta y_0)\alpha\beta. \tag{8}$$

Des équations (7) et (8) on tire

$$(\alpha + \beta) = \frac{\Delta y_0 \Delta y_3 - \Delta y_1 \Delta y_2}{(\Delta y_1)^2 - \Delta y_0 \Delta y_2} = \mathrm{M}, \tag{9}$$

$$\alpha\beta = \frac{(\Delta y_2)^2 - \Delta y_1 \Delta y_3}{(\Delta y_1)^2 - \Delta y_0 \Delta y_2} = \mathrm{N}. \tag{10}$$

Les exponentielles α et β sont donc les deux racines de l'équation du second degré

$$z^2 + \mathrm{M}z + \mathrm{N} = 0. \tag{11}$$

Les valeurs des coefficients a, b, c se calculeront ensuite par les formules suivantes :

$$c = \frac{-y_0\alpha + (1 + \alpha)y_1 - y_2}{(\alpha - \beta)(\beta - 1)} = \frac{\Delta y_1 - \alpha \Delta y_0}{(\beta - \alpha)(\beta - 1)},$$

$$b = \frac{y_0\beta - (1 + \beta)y_1 + y_2}{(\alpha - \beta)(\alpha - 1)} = \frac{\Delta y_1 - \beta \Delta y_0}{(\alpha - \beta)(\alpha - 1)},$$

$$a = y_0 - b - c.$$

Pour passer de l'échelle thermométrique particulière, que

nous avons supposée, à l'échelle centigrade ordinaire, dont le zéro correspond à la température de la glace fondante, nous remplacerons la formule (C) par celle-ci

$$y = a + b\alpha_1^x + c\beta_1^x, \qquad \text{(C')}$$

dans laquelle

$$\alpha_1^{t_1 - t_0} = \alpha, \quad \text{d'où} \quad \log \alpha_1 = \frac{1}{t_1 - t_0} \log \alpha,$$

$$\beta_1^{t_1 - t_0} = \beta, \quad \text{d'où} \quad \log \beta_1 = \frac{1}{t_1 - t_0} \log \beta,$$

x est alors la température centigrade comptée à partir de la température t_0. C'est-à-dire que l'on a $x = T - t_0$, T étant la température centigrade comptée à partir de la température de la glace fondante.

Les formules, qui donnent les valeurs des coefficients a, b, c, et celles des bases α et β des exponentielles, sont tellement symétriques, qu'il est facile de former, par induction, les formules générales qui donneraient les valeurs des quantités semblables, pour une équation de même nature, mais renfermant un nombre quelconque d'exponentielles. On trouvera d'ailleurs les formules qui s'appliquent à une équation renfermant un nombre quelconque d'exponentielles, dans le mémoire de Lagrange que j'ai cité plus haut.

Avant de chercher une formule qui représentât les forces élastiques de la vapeur aqueuse dans toute l'étendue de l'échelle des températures que j'ai parcourue dans mes expériences, j'ai calculé plusieurs formules locales dont chacune représentât très-exactement mes expériences entre des limites peu étendues de température. J'ai calculé d'abord une formule à deux exponentielles

$$\log F = a + b\alpha^t + c\beta^t.$$

pour les expériences comprises entre 0° et 100°.

Les constantes de cette formule ont été déterminées au moyen des cinq valeurs suivantes, que j'ai prises sur la courbe graphique construite d'après mes expériences :

$$t_0 = 0^{\circ} \ldots F_0 = 4^{mm},60,$$
$$t_1 = 25 \ldots F_1 = 23,55,$$
$$t_2 = 50 \ldots F_2 = 91,98,$$
$$t_3 = 75 \ldots F_3 = 288,50,$$
$$t_4 = 100 \ldots F_4 = 760,00;$$

on en déduit

$$\log \alpha_1 = 0,006865036,$$
$$\log \beta_1 = \bar{1},9967249,$$
$$\log b = \bar{2},1340339,$$
$$\log c = 0,6116485,$$
$$a = +4,7384380.$$

Le coefficient c est négatif ; de sorte que la formule est

$$\log F = a + b\alpha_1^t - c\beta_1^t. \qquad \text{(D)}$$

Cette formule représente d'une manière très-exacte toutes les observations que j'ai faites entre 0° et 100° ; on peut en juger par les tableaux I, II, III, IV, pages 488 ; 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511, 512 ; 525, 526, 527, 528 et 529. Ces tableaux renferment en effet une colonne, dans laquelle se trouvent inscrites les forces élastiques calculées au moyen de la formule précédente et l'on peut comparer les forces élastiques calculées à celles qui ont été observées : on reconnaîtra ainsi que les différences de tension correspondent à des différences de température extrêmement petites, qui tombent dans les limites des erreurs d'observation.

En calculant, avec la même formule, les forces élastiques

qui correspondent aux températures inférieures à 0°, on reconnaît que ces valeurs sont constamment supérieures, d'une petite quantité, à celles que donne l'observation. Pour la température de — 10°, la formule donne une force élastique de $2^{mm},190$, la courbe graphique donne $2^{mm},05$. Pour la température — 20°, la formule donne 0,985, la courbe graphique 0,91. Enfin la formule donne pour la force élastique de la vapeur aqueuse à — 32°, $0^{mm},348$; tandis que la courbe graphique donne 0,31.

Si l'on calcule de même, avec cette formule, les forces élastiques de la vapeur aux températures supérieures à 100°, et si l'on compare les valeurs calculées aux valeurs observées, on voit, qu'à partir de 100°, la courbe représentée par la formule s'élève au-dessus de la courbe des observations, et que les différences deviennent bientôt très-sensibles.

Il convient donc de n'employer cette formule que de 0 à 100°, c'est-à-dire, entre les limites des observations qui ont servi au calcul des constantes.

Pour représenter les températures inférieures à 0°, j'ai calculé une formule d'interpolation à une seule exponentielle, dans laquelle l'ordonnée F représente la force élastique elle-même de la vapeur et non son logarithme.

$$F = a + b\alpha^x, \qquad \text{(E)}$$

dans laquelle $x = t + 32°$.

Les constantes ont été déterminées par les trois valeurs suivantes, prises sur la courbe graphique :

$$t_0 = -32, \quad x = 0, \quad F_0 = 0{,}32^{mm},$$
$$t_1 = -16, \quad x_1 = 16, \quad F_0 = 1{,}29,$$
$$t_2 = 0, \quad x_2 = 32, \quad F_0 = 4{,}60.$$

On a obtenu ainsi

$$\log b = \bar{1},6024724,$$
$$\log \alpha = 0,0333980,$$
$$a = -0,08038.$$

Les forces élastiques de la vapeur aqueuse au-dessus de 100°, sont rapportées dans mes expériences, simultanément à un thermomètre à air et à deux thermomètres à mercure avec enveloppe de cristal de Choisy-le-Roi. Ces deux espèces de thermomètres ne marchant pas d'accord au-dessus de 100°, il est évident qu'il faudra calculer deux formules pour représenter mes déterminations des forces élastiques au-dessus de 100°. Dans l'une de ces formules, les températures seront prises sur le thermomètre à air; dans l'autre, elles seront prises sur *mes thermomètres à mercure*.

La formule destinée à lier les expériences comprises entre 100° et 230°, les températures étant comptées sur le thermomètre à air, a été calculée d'après les cinq données suivantes prises sur les courbes graphiques :

$$t_0 = 100^\circ, \quad F_0 = 760{,}0^{mm},$$
$$t_1 = 130, \quad F_1 = 2030{,}0,$$
$$t_2 = 160, \quad F_2 = 4651{,}6,$$
$$t_3 = 190, \quad F_3 = 9426{,}0,$$
$$t_4 = 220, \quad F_4 = 17390{,}0;$$

d'où l'on déduit

$$\log \alpha_1 = \bar{1},997412127,$$
$$\log \beta_1 = 0,007590697,$$
$$\log b = 0,4121470,$$
$$\log c = \bar{3},7448901,$$
$$a = 5,4583895.$$

La formule est la suivante :

$$\log F = a - b\alpha_1^x + c\beta_1^x, \qquad (F)$$

dans laquelle

$$x = T - 100.$$

T étant la température en degrés centigrades comptée à partir de la glace fondante. Cette formule ne reproduit pas, d'une manière très-exacte, les données numériques qui ont servi à la calculer. Ainsi pour T = 220°, elle donne F = 17381,10, au lieu de 17390,0. Cette circonstance tient aux erreurs apportées dans le calcul par l'emploi des tables de logarithmes à 7 décimales, qui ne permettent pas de faire les calculs avec une rigueur suffisante; et dans le cas particulier qui nous occupe, cette erreur est assez forte, parce que les deux termes des fractions qui représentent les valeurs des coefficients M et N, page 596, sont des nombres fractionnaires très-petits. La différence de 10 millimètres, que nous venons de reconnaître, correspond à une différence de température tellement petite, qu'il serait impossible d'en répondre dans l'observation; de sorte que cette petite inexactitude de la formule ne nous empêchera pas de l'employer. Cette formule représente d'ailleurs mes expériences d'une manière très-satisfaisante, comme on peut le reconnaître par le tableau suivant, qui renferme la comparaison des forces élastiques calculées au moyen de la formule (F), et de celles qui sont déduites de mes constructions graphiques, pour des températures espacées de 10° en 10°.

La première colonne du tableau renferme les températures du thermomètre à air.

Dans la seconde colonne sont inscrites les forces élastiques

représentées par les ordonnées de la courbe OF′, G′H′, I′K′ augmentées de 760^{mm}.

Dans la troisième se trouvent les forces élastiques calculées pour les mêmes températures par la formule (F).

La quatrième colonne renferme les différences entre les nombres de la courbe graphique et les nombres calculés.

Dans la cinquième colonne j'ai inscrit les logarithmes des forces élastiques, qui sont donnés par la courbe OL′, M′N′, P′R′, c'est-à-dire, les valeurs des ordonnées de cette courbe augmentées de log. 760.

La sixième colonne du tableau renferme les mêmes valeurs calculées avec la formule (F).

Enfin, dans la septième colonne, sont inscrites les différences entre les valeurs calculées et les valeurs déduites de la construction graphique.

J'ai marqué d'un astérisque * les températures auxquelles correspondent les forces élastiques qui ont servi au calcul des constantes.

TEMPÉRATURE du thermom. à air.	FORCES ÉLASTIQUES		DIFFÉRENCES.	LOGARITHMES DES FORCES ÉLASTIQUES.		DIFFÉRENCES.
	d'après la courbe graphique.	par la formule F.		d'après la courbe graphiq.	par la formule F.	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
o	mm	mm				
*100	760,00	760,00	0,00	2,8808	2,8808136	0,0000
110	1073,70	1074,74	— 1,04	3,0307	3,0313013	—0,0006
120	1489,00	1490,56	— 1,56	3,1734	3,1733495	+0,0001
*130	2029,00	2029,99	— 0,99	3,3076	3,3074948	+0,0001
140	2713,00	2717,92	— 4,92	3,4332	3,4342372	—0,0010
150	3572,00	3582,02	— 10,00	3,5537	3,5541280	—0,0004
*160	4647,00	4651,56	— 4,56	3,6676	3,6675984	0,0000
170	5960,00	5958,51	+ 1,49	3,7750	3,7751374	—0,0001
180	7545,00	7537,20	+ 7,80	3,8772	3,8772099	0,0000
*190	9428,00	9424,86	+ 3,14	3,9743	3,9742750	0,0000
200	11660,00	11662,58	— 2,58	4,0674	4,0667947	+0,0006
210	14308,00	14296,71	+ 11,29	4,1561	4,1552362	+0,0009
*220	17390,00	17381,10	+ 9,90	4,2403	4,2400773	+0,0002
230	20915,00	20980,57	— 65,57	4,3207	4,3218173	—0,0011

Les différences entre les résultats calculés et les résultats déduits de la construction graphique sont toujours extrêmement petites, et, dans tous les cas, de l'ordre des erreurs d'observation; car les plus grandes différences que nous trouvons dans les forces élastiques, entre les limites de l'interpolation, c'est-à-dire, de 100° à 220°, correspondent à des erreurs sur la température de $\frac{1}{10}$ de degré.

J'ai calculé de même une formule à deux exponentielles pour représenter les forces élastiques de la vapeur d'eau au-dessus de 100°, lorsque les températures sont rapportées au thermomètre à mercure avec enveloppe de cristal de Choisy-

le-Roi. Cette formule a moins d'importance que la précédente; elle n'est utile que pour relier entre elles les observations que j'ai faites par rapport à ce thermomètre; mais elle ne peut avoir aucune valeur absolue, car un observateur ne sera jamais certain que son thermomètre à mercure s'accorde rigoureusement avec ceux qui ont servi dans mes expériences.

Les cinq données que j'ai prises pour calculer les constantes sont les suivantes :

$$\begin{array}{ll} t_0 = 100^{\circ}, & F_0 = 760^{\text{mm}}, \\ t_1 = 130, & F_1 = 2015, \\ t_2 = 160, & F_2 = 4580, \\ t_3 = 190, & F_3 = 9195, \\ t_4 = 220, & F_4 = 16823; \end{array}$$

au moyen desquelles on trouve

$$\begin{aligned} \log \alpha_1 &= \bar{1},997443007, \\ \log \beta_1 &= 0,01182377, \\ \log b &= 0,4163766, \\ \log c &= \bar{4},9731198, \\ a &= 5,4882878; \end{aligned}$$

La formule est

$$y = \log F = a - b\alpha_1^x + c\beta_1^x, \qquad \text{(G)}$$

dans laquelle

$$x = T - 100^{\circ}.$$

T étant la température centigrade du thermomètre à mercure, comptée à partir de la glace fondante.

Nous ferons, sur cette formule, une observation semblable à celle que nous avons faite sur la formule précédente (F). Les valeurs des constantes ne sont pas absolument exactes, par suite des erreurs introduites dans le calcul par l'emploi

des logarithmes à sept décimales; de sorte que la formule ne reproduit pas identiquement les valeurs d'après lesquelles les constantes ont été calculées. Mais les différences sont assez petites, pour qu'on puisse les négliger, au moins entre les limites des températures 100° et 220°, entre lesquelles l'interpolation a été faite.

Le tableau qui suit montre une comparaison entre les forces élastiques calculées par la formule (G) et celles que l'on a comptées sur la courbe graphique. La plus grande différence correspond à une différence de température de 0°, 12, en négligeant toutefois la tension qui correspond à la température de 230°, mais qui se trouve en dehors des limites de l'interpolation.

TEMPÉRATURE du thermom. à mercure.	FORCES ÉLASTIQUES		DIFFÉRENCES.	LOGARITHMES DES FORCES ÉLASTIQUES.		DIFFÉRENCES.
	d'après la courbe graphique.	par la formule G.		d'après la courbe graphiq.	par la formule G.	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
*100	760,00	760,00	0,00	2,8808	2,8808136	0,0000
110	1073,00	1072,14	+ 0,86	3,0305	3,0302502	+ 0,0003
120	1483,00	1483,37	— 0,37	3,1714	3,1712501	+ 0,0002
*130	2013,00	2015,26	— 2,26	3,3049	3,3043315	+ 0,0006
140	2682,00	2691,53	— 9,53	3,4293	3,4299998	— 0,0006
150	3532,00	3537,63	— 5,63	3,5483	3,5487129	— 0,0004
*160	4580,00	4581,10	— 1,10	3,6612	3,6609692	+ 0,0002
170	5842,00	5851,05	— 9,05	3,7668	3,7672341	— 0,0004
180	7366,00	7378,64	— 12,64	3,8678	3,8679763	— 0,0001
*190	9204,00	9198,00	+ 6,00	3,9635	3,9636932	— 0,0002
200	11360,00	11347,43	+ 12,57	4,0559	4,0548974	+ 0,0010
210	13895,00	13872,21	+ 22,79	4,1430	4,1421457	+ 0,0009
*220	16823,00	16829,41	— 5,41	4,2259	4,2260689	— 0,0001
230	20160,00	20293,87	— 133,87	4,3048	4,3073650	— 0,0025

On peut donc considérer l'ensemble des trois formules (D), (E), (F) comme représentant très-exactement toutes mes observations sur les tensions de la vapeur aqueuse, les températures étant observées sur le thermomètre à air, et les trois formules (D), (E), (G) comme représentant à peu près avec la même exactitude, les mêmes observations, lorsque les températures sont prises sur mes thermomètres à mercure.

Il s'agit maintenant de chercher, s'il est possible de représenter, par une *formule unique*, l'ensemble de toutes mes observations qui sont comprises entre -33° et $+232^\circ$. J'ai essayé pour cela la formule à 2 exponentielles de M. Biot, en admettant les données suivantes ; les températures sont prises sur le thermomètre à air.

$$\begin{aligned} t_0 &= -\ 20^\circ, & F_0 &= 0^{mm},91, \\ t_1 &= +\ 40, & F_1 &= 54,91, \\ t_2 &= 100, & F_2 &= 760,00, \\ t_3 &= 160, & F_3 &= 4651,60, \\ t_4 &= 220, & F_4 &= 17390,0; \end{aligned}$$

d'où l'on déduit :

$$\begin{aligned} \log \alpha_1 &= \bar{1},994049292, \\ \log \beta_1 &= \bar{1},998343862, \\ \log b &= 0,1397743, \\ \log c &= 0,6924351, \\ a &= 6,2640348; \end{aligned}$$

la formule est $\log. F = a - b\alpha_1^x - c\beta_1^x$, (H)

dans laquelle $x = T + 20^\circ$.

T étant la température centigrade, comptée à partir de la glace fondante.

Cette formule reproduit les données avec une grande exactitude; car, pour la température de 220°, on ne remarque qu'une erreur de $0^{mm},38$. Cela tient à ce que les deux termes des fractions qui représentent les valeurs de M et de N, sont beaucoup plus grands, pour la formule (H), que pour les formules (F) et (G).

Le tableau suivant renferme une comparaison des nombres calculés avec cette formule, et de ceux que l'on déduit de mes constructions graphiques.

TEMPÉRATURE du thermom. à air.	FORCES ÉLASTIQUES		DIFFÉRENCES.	LOGARITHMES DES FORCES ÉLASTIQUES.		DIFFÉRENCES.
	d'après la courbe graphique.	par la formule H.		d'après la courbe graphiq.	par la formule H.	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
*—20	0,91	0,91	0,00	»	»	»
—10	2,08	1,97	+ 0,11	»	»	»
0	4,60	4,48	+ 0,12	»	»	»
10	9,16	9,05	+ 0,11	»	»	»
20	17,39	17,30	+ 0,09	»	»	»
30	31,55	31,50	+ 0,05	»	»	»
*40	54,91	54,91	0,00	»	»	»
50	91,98	92,02	— 0,04	»	»	»
60	148,79	148,83	— 0,04	»	»	»
70	233,09	233,11	— 0,02	»	»	»
80	354,64	354,64	0,00	»	»	»
90	525,45	525,45	0,00	»	»	»
*100	760,00	760,00	0,00	2,8808	2,8808136	0,0000
110	1073,70	1075,36	— 1,66	3,0307	3,0315536	—0,0008
120	1489,00	1491,28	— 2,28	3,1734	3,1735608	—0,0001
130	2029,00	2030,28	— 1,28	3,3076	3,3075576	0,0000
140	2713,00	2717,63	— 4,63	3,4332	3,4341896	—0,0010
150	3572,00	3581,23	— 9,23	3,5537	3,5540325	—0,0003
*160	4647,00	4651,62	— 4,62	3,6676	3,6676044	0,0000
170	5960,00	5961,66	— 1,66	3,7750	3,7753669	—0,0003
180	7545,00	7546,39	— 1,39	3,8772	3,8777393	—0,0005
190	9428,00	9442,70	— 14,70	3,9743	3,9750957	—0,0008
200	11660,00	11689,00	— 29,00	4,0674	4,0677768	—0,0003
210	14308,00	14324,80	— 16,80	4,1561	4,1560876	0,0000
*220	17390,00	17390,36	— 0,36	4,2403	4,2403089	0,0000
230	20915,00	20926,38	— 11,38	4,3207	4,3206941	0,0000

L'accord entre les nombres donnés par la formule et ceux que nous déduisons de nos constructions graphiques, est ici

aussi complet que nous pouvons le désirer. Entre les deux premiers points fixes — 20° et + 40°, pour lesquels il y a nécessairement concordance complète, la formule donne des forces élastiques un peu plus faibles que la construction graphique; la plus grande différence ne s'élève cependant qu'à $0^{mm},12$. Il serait facile de faire disparaître ces petites différences, en donnant, à la tension de la vapeur à — 20°, une valeur un peu plus grande que celle que nous avons supposée; il suffirait de l'augmenter de 3 à 4 centièmes de millimètre, quantité à peu près inappréciable aux observations, pour amener une coïncidence complète de la formule et de la courbe graphique, entre — 20° et + 40°.

Entre les points fixes + 40° et + 100°, l'accord de la formule et de la construction graphique est absolu.

De 100° à 160°, les forces élastiques calculées par la formule sont un peu plus grandes que celles qui sont données par la construction graphique; mais les différences sont extrêmement petites; elles s'élèvent à peine à 5 ou 6 millimètres, et correspondent à une différence de température qui ne dépasse pas $\frac{1}{20}$ de degré.

Entre 160° et 220°, la formule donne encore des forces élastiques un peu plus grandes que la construction graphique; mais les différences sont tellement petites, qu'il serait impossible d'en répondre dans les observations; car la plus grande différence, qui se présente à 200°, s'élève à $29^{\text{millim.}}$, et correspond à une différence de température de $\frac{1}{10}$ de degré environ.

Ainsi, entre + 40° et 220°, la formule (H) représente la courbe dans toute son étendue, au moins aussi bien que les deux formules particulières (D), (F) données plus

haut représentent, chacune, la portion de courbe qui se trouve comprise entre les points extrêmes qui ont servi à calculer leurs constantes. La force élastique qui correspond à la température de 230°, et qui se trouve en dehors des limites de l'interpolation, est beaucoup mieux représentée par la formule (H) que par la formule (F).

J'ai cherché, de même, s'il était possible de représenter, par une seule formule, toutes les forces élastiques entre — 30° et + 230°, lorsque les températures sont prises sur mes thermomètres à mercure. J'ai calculé, à cet effet, une formule à deux exponentielles sur les cinq données suivantes :

$$
\begin{array}{ll}
t_0 = -\ \overset{\circ}{20}, & F_0 = \overset{\text{mm}}{0{,}91}, \\
t_1 = +\ 40, & F_1 = 54{,}91, \\
t_2 = +\ 100, & F_2 = 760{,}00, \\
t_3 = +\ 160, & F_3 = 4580{,}00, \\
t_4 = +\ 220, & F_4 = 16823{,}00,
\end{array}
$$

qui ont donné les valeurs suivantes :

$$
\begin{aligned}
\log \alpha_1 &= \bar{1}{,}994995207, \\
\log \beta_1 &= \bar{1}{,}998705255, \\
\log b &= 0{,}3176016, \\
\log c &= 0{,}6569893, \\
a &= 6{,}5761352.
\end{aligned}
$$

La formule est

$$\text{Log}\, F = a - b\alpha_1^x - c\beta_1^x, \qquad \text{(I)}$$

dans laquelle $x = T + 20°.$

T étant la température centigrade comptée à partir de la glace fondante.

Le tableau suivant renferme les forces élastiques de la vapeur d'eau calculées au moyen de cette formule, et j'ai inscrit en regard les valeurs de ces mêmes forces élastiques prises sur nos constructions graphiques, pour des intervalles de température croissant de 10° en 10°.

La formule (I) reproduit parfaitement les données qui ont servi au calcul des constantes, car l'erreur ne s'élève qu'à $0^{mm},13$, à la température de 220°.

On voit que la formule (I) représente encore les forces élastiques d'une manière très-satisfaisante ; mais l'accord avec la courbe graphique est cependant moins parfait que celui qui s'est présenté pour la formule (H), dans laquelle les températures sont prises sur le thermomètre à air.

TEMPÉRATURE du thermom. à mercure.	FORCES ÉLASTIQUES		DIFFÉRENCES.	LOGARITHMES DES FORCES ÉLASTIQUES.		DIFFÉRENCES.
	d'après la courbe graphique.	par la formule I.		d'après la courbe graphiq.	par la formule I.	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
*—20	0,91	0,91	0,00	»	»	»
—10	2,08	2,08	+ 0,00	»	»	»
0	4,60	4,46	+ 0,14	»	»	»
10	9,16	9,01	+ 0,15	»	»	»
20	17,39	17,25	+ 0,14	»	»	»
30	31,55	31,45	+ 0,10	»	»	»
*40	54,91	54,91	0,00	»	»	»
50	91,98	92,13	— 0,15	»	»	»
60	148,79	149,13	— 0,34	»	»	»
70	233,09	233,65	— 0,56	»	»	»
80	354,64	355,38	— 0,74	»	»	»
90	525,45	526,13	— 0,68	»	»	»
*100	760,00	760,00	0,00	»	»	»
110	1073,00	1073,44	— 0,44	3,0305	3,0307801	—0,0003
120	1483,00	1485,36	— 2,36	3,1714	3,1718317	—0,0004
130	2013,00	2017,07	— 4,07	3,3049	3,3047219	+0,0002
140	2682,00	2692,33	— 10,33	3,4293	3,4301287	—0,0008
150	3532,00	3537,21	— 5,21	3,5483	3,5486604	—0,0003
*160	4580,00	4580,01	0,00	3,6612	3,6608661	+0,0004
170	5842,00	5851,19	— 9,19	3,7668	3,7672440	—0,0004
180	7366,00	7383,08	— 17,08	3,8678	3,8682375	—0,0004
190	9204,00	9209,85	— 5,85	3,9635	3,9642523	—0,0007
200	11360,00	11367,18	— 7,18	4,0559	4,0556528	+0,003
210	13895,00	13892,21	+ 2,79	4,1430	4,1427714	+0,0002
*220	16823,00	16823,13	— 0,13	4,2259	4,2259067	0,0000
230	20160,00	20199,03	— 39,03	4,3048	4,3053305	—0,0005

La formule (H) représente l'ensemble de toutes mes déterminations des forces élastiques de la vapeur d'eau, rapportées au thermomètre normal à air, et entre les températures extrêmes de -33° et $+232^\circ$, avec une telle précision, que l'on ne peut guère espérer de parvenir à les représenter mieux par un autre mode d'interpolation; car les différences entre les nombres calculés et les nombres déduits de nos constructions graphiques sont toujours plus petites que les erreurs probables des observations. J'ai cherché, néanmoins, comment ces mêmes observations seraient représentées par la formule de M. Roche, qui peut être regardée, jusqu'à un certain point, comme fondée sur des considérations théoriques; circonstance qui lui a donné naturellement une plus grande valeur aux yeux des physiciens.

J'ai calculé deux de ces formules, l'une par rapport au thermomètre à air, et l'autre par rapport au thermomètre à mercure.

La formule (K), par rapport au thermomètre à air, a été calculée avec les trois données suivantes :

$$t_0 = -\overset{\circ}{20}, \qquad F_0 = \overset{mm}{0{,}91},$$
$$t_1 = +100, \qquad F_1 = 760{,}00,$$
$$t_2 = +220, \qquad F_2 = 17390{,}00;$$

d'où l'on a déduit

$$m' = 0{,}00478822 1,$$
$$\log \alpha_1 = 0{,}0383818,$$
$$\log\log \alpha_1 = \bar{2}{,}5836315,$$
$$\log a = \bar{1}{,}9590414;$$

la formule est

$$F = a\alpha_1^{\frac{x}{1+m'x}}, \qquad \text{(K)}$$

dans laquelle

$$x = T + 20.$$

T étant la température centigrade comptée à partir de la glace fondante.

J'ai réuni, dans le tableau suivant, les forces élastiques, calculées au moyen de cette formule de 10 en 10 degrés, entre — 20° et + 230°, et j'ai inscrit en regard les forces élastiques que l'on déduit de mes constructions graphiques.

TEMPÉRATURE du thermom. à air. (1)	FORCES ÉLASTIQUES d'après la courbe graphique. (2)	par la formule K. (3)	DIFFÉRENCES. (4)	LOGARITHMES DES FORCES ÉLASTIQUES. d'après la courbe graphiq. (5)	par la formule K. (6)	DIFFÉRENCES. (7)
*—20	0,91	0,91	0,00	»	»	»
—10	2,08	2,12	— 0,04	»	»	»
0	4,60	4,60	0,00	»	»	»
10	9,16	9,22	— 0,06	»	»	»
20	17,39	17,62	— 0,23	»	»	»
30	31,55	32,04	— 0,49	»	»	»
40	54,91	55,71	— 0,80	»	»	»
50	91,98	93,11	— 1,13	»	»	»
60	148,79	150,19	— 1,40	»	»	»
70	233,09	234,61	— 1,52	»	»	»
80	354,64	356,06	— 1,42	»	»	»
90	525,45	526,42	— 0,97	»	»	»
*100	760,00	760,00	0,00	»	»	»
110	1072,00	1073,70	— 1,70	3,0307	3,0308814	—0,0002
120	1489,00	1487,11	+ 1,89	3,1734	3,1723434	+0,0011
130	2029,00	2022,67	+ 6,33	3,3076	3,3059254	+0,0017
140	2713,00	2705,60	+ 7,40	3,4332	3,4322634	+0,0010
150	3572,00	3563,90	+ 9,10	3,5537	3,5519314	+0,0018
160	4646,00	4628,51	+ 18,49	3,6676	3,6654414	+0,0022
170	5960,00	5932,82	+ 27,18	3,7750	3,7732614	+0,0018
180	7545,00	7512,90	+ 33,10	3,8772	3,8758074	+0,0014
190	9428,00	9407,15	+ 21,85	3,9743	3,9734584	+0,0009
200	11660,00	11656,00	+ 4,00	4,0674	4,0665514	+0,0009
210	14308,00	14302,30	+ 5,70	4,1561	4,1554054	+0,0007
*220	17390,00	17390,00	0,00	4,2403	4,2402996	0,0000
230	20915,00	20964,83	— 49,83	4,3207	4,3214914	—0,0007

On voit immédiatement que cette formule représente beaucoup moins bien mes observations que la formule (H). Entre

— 20° et 100°, la formule donne des forces élastiques plus faibles que la courbe graphique, tandis qu'elle donne des forces élastiques plus fortes entre 100° et + 220°. Cependant, quand on fait attention que l'on n'a fait servir, pour déterminer les constantes de la formule, que trois données expérimentales qui correspondent à des températures espacées de 120°, on doit être surpris d'obtenir une concordance aussi parfaite. La plus grande différence ne s'élève, en effet, qu'à 33 millimètres; elle se présente pour la température de 180°, et correspond à une différence de température de 0°,2.

L'écart entre les températures de — 20° et + 100° est même probablement plus petit que celui que nous avons indiqué ici; car nous avons supposé que les thermomètres à mercure, avec enveloppe de cristal de Choisy-le-Roi, marchaient rigoureusement d'accord avec le thermomètre à air, tandis qu'il est probable, d'après la forme que nous avons reconnue à la courbe qui représente la comparaison de ces deux espèces d'instruments, que les températures données par les thermomètres à mercure, avec enveloppe de cristal, sont un peu plus faibles, entre 0° et 100°, que celles qui sont marquées dans les mêmes circonstances par le thermomètre à air. Les forces élastiques, que nous avons trouvées directement dans nos expériences pour les températures observées sur les thermomètres à mercure, sont donc probablement un peu trop fortes, lorsqu'on les rapporte au thermomètre à air. Les différences sont d'ailleurs trop petites, pour que l'on puisse espérer pouvoir les fixer avec certitude dans des observations directes.

La formule semblable, calculée pour les températures observées sur le thermomètre à mercure, a été déterminée avec

les trois données suivantes :

$$t_0 = -\ 20^{\circ}, \qquad F_0 = 0^{mm},91,$$
$$t_1 = +\ 100, \qquad F_1 = 760,00,$$
$$t_2 = +\ 220, \qquad F_2 = 16823,00;$$

d'où l'on déduit

$$m' = 0,004884085,$$
$$\log \alpha_1 = 0,038618275,$$
$$\log \log \alpha_1 = \bar{2},5867929;$$

la formule est

$$F = a\alpha_1^{\frac{x}{1+m'x}} \qquad \text{(L)}$$

dans laquelle $x = T + 20^{\circ}$; T étant la température centigrade comptée à partir de la glace fondante.

On peut voir, par le tableau suivant, que cette nouvelle formule représente moins bien les observations rapportées au thermomètre à mercure, que la formule précédente (K) ne représente ces mêmes observations rapportées au thermomètre à air. Nous avons déjà fait une remarque semblable pour les deux formules à deux exponentielles (H) et (I), pages 606 et 610, qui ont été calculées entre les mêmes limites de température que les formules (K) et (L).

TEMPÉRATURE du thermom. à mercure.	FORCES ÉLASTIQUES		DIFFÉRENCES.	LOGARITHMES DES FORCES ÉLASTIQUES.		DIFFÉRENCES.
	d'après la courbe graphique.	par la formule L.		d'après la courbe graphiq.	par la formule L.	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
*—20	0,91	0,91	0,00	»	»	»
—10	2,08	2,12	— 0,04	»	»	»
0	4,60	4,60	0,00	»	»	»
10	9,16	9,32	— 0,16	»	»	»
20	17,39	17,84	— 0,45	»	»	»
30	31,55	32,59	— 1,05	»	»	»
40	54,91	56,36	— 1,45	»	»	»
50	91,98	94,10	— 2,12	»	»	»
60	148,79	151,53	— 2,74	»	»	»
70	233,09	236,27	— 3,18	»	»	»
80	354,64	357,80	— 3,16	»	»	»
90	525,45	527,74	— 2,29	»	»	»
*100	760,00	760,00	0,00	2,8808	2,8808136	0,0000
110	1073,00	1070,87	+ 2,13	3,0305	3,0297370	+0,0008
120	1483,00	1479,18	+ 3,82	3,1714	3,1700210	+0,0012
130	2013,00	2006,31	+ 6,69	3,3049	3,3023984	+0,0025
140	2682,00	2676,18	+ 5,82	3,4293	3,4275154	+0,0018
150	3532,00	3515,23	+ 16,77	3,5483	3,5459539	+0,0024
160	4580,00	4552,36	+ 27,64	3,6612	3,6582364	+0,0030
170	5842,00	5818,77	+ 23,23	3,7668	3,7648314	+0,0020
180	7366,00	7348,04	+ 17,96	3,8678	3,8661714	+0,0017
190	9204,00	9174,82	+ 29,18	3,9635	3,9625978	+0,0009
200	11360,00	11337,03	+ 22,97	4,0559	4,0544991	+0,0014
210	13895,00	13873,00	+ 22,00	4,1430	4,1421704	+0,0008
*220	16823,00	16823,00	0,00	4,2259	4,2259034	0,0000
230	20160,00	20227,83	— 67,83	4,3048	4,3059494	—0,0011

Nous avons vu plus haut, pages 589 et 590, que la formule $F = a\alpha^{\frac{t}{m+nt}}$ présentait plusieurs points singuliers. Nous allons déterminer maintenant les coordonnées de ces points, d'après notre formule numérique; nous nous contenterons de faire cette détermination pour la courbe (K), dont les abscisses sont les températures prises sur le thermomètre à air.

L'équation de cette courbe est

$$F = a\alpha_1^{\frac{x}{1+mx}},$$

dans laquelle

$$m = 0{,}004788221,$$
$$\log \alpha_1 = 0{,}0383318,$$
$$\log \log \alpha_1 = \bar{2},5836315,$$
$$\log a = \bar{1},9590414.$$

La branche de la courbe, qui s'applique au phénomène, présente un point d'arrêt pour $t = -\frac{1}{m} = -208°,9$; la force élastique de la vapeur est alors nulle.

Si donc l'équation précédente représentait la loi physique du phénomène, la vapeur perdrait son élasticité à une température de 210° environ au-dessous de zéro, c'est-à-dire à une température beaucoup trop basse pour être accessible à nos moyens d'observation.

La même branche présente un point d'inflexion pour

$$t = \frac{\log \alpha - 2m}{2m^2} = 627°,2.$$

la force élastique de la vapeur est alors, d'après la formule, de 1354 atmosphères.

Enfin, la courbe, qui tournait sa convexité vers l'axe des températures, depuis $t = -\frac{1}{m}$ jusqu'à $t = \frac{\log \alpha - 2m}{2m^2}$, tourne

sa concavité vers ce même axe, à partir du point d'inflexion, l'ordonnée tend vers un maximum, et la courbe a, pour asymptote, une ligne parallèle à l'axe des températures, dont l'ordonnée est

$$F = a\alpha_1^{\frac{1}{m}} = 121617 \text{ atmosphères.}$$

Ce serait donc là la limite supérieure de la force élastique de la vapeur.

Mais il serait à mon avis tout à fait déraisonnable d'attacher une signification réelle à ces points singuliers de la courbe, qui sont si loin en dehors des limites où nos observations peuvent atteindre. Il est même facile de se convaincre que ces points singuliers se déplacent avec une mobilité extrême, quand on calcule les constantes entre d'autres limites que celles que nous avons adoptées, bien que, entre les limites des interpolations, les courbes se superposent d'une manière presque absolue.

La formule à deux exponentielles (H), page 606, ne présente pas de points singuliers ; elle s'applique à une courbe qui descend indéfiniment au-dessous de l'axe des t, du côté des abscisses négatives, et dont les ordonnées, du côté des t positifs, tendent vers une limite $y = a$, qui correspond à une force élastique de 2416 atmosphères.

Au reste, je crois qu'il ne convient pas d'employer ces formules à calculer des tensions de la vapeur d'eau, pour des températures beaucoup supérieures à celles qui ont été atteintes dans mes observations. On s'expose à des erreurs considérables, en appliquant les formules d'interpolation au delà des limites des données expérimentales qui ont servi au calcul des constantes. Cette extension ne pourrait être faite

avec confiance, que si la formule représentait réellement la loi physique du phénomène. On observe souvent que deux formules d'interpolation qui présentent des différences très-petites entre les limites des données expérimentales, divergent promptement au delà de ces limites. Ainsi les formules (H) et (K), qui s'accordent d'une manière très-satisfaisante entre les deux limites — 20° et + 220°, c'est-à-dire, entre les températures extrêmes employées au calcul des constantes, présentent déjà pour la température de 230° un écart de 38 millimètres. Pour la température $t = 250°$

La formule (H) donne	29571	millimètres.
La formule (K) »	29764	»
Différence	173	»

Les deux courbes s'écartent donc rapidement l'une de l'autre, à partir de leur point d'intersection qui correspond à la température de 220°.

Il me resterait maintenant à comparer les résultats de mes expériences avec ceux qui ont été obtenus par les physiciens qui se sont occupés précédemment de la même question. Cette comparaison est facile pour les températures comprises entre 0° et 100°, parce qu'il ne peut y avoir que peu d'incertitude sur la marche des thermomètres, entre ces limites. J'ai pu constater que les observations de M. Magnus, qui ont été publiées à peu près à la même époque que les miennes et qui embrassent un intervalle de température de — 6° à + 105°, s'accordent très-bien avec les miennes. Mais la comparaison de mes résultats avec ceux de MM. Arago et Dulong ou avec ceux de la commission américaine présente beaucoup d'incertitude. Les savants qui ont exécuté ces expériences, n'ont

observé leurs températures que sur des thermomètres à mercure, il faudrait donc admettre, pour que la comparaison fût possible, que leurs thermomètres marchaient d'accord avec les miens. Cette hypothèse est peu vraisemblable; mes thermomètres à mercure étaient à enveloppe de cristal de Choisy-le-Roy; il est très-probable que les instruments de MM. Arago et Dulong avaient des réservoirs en verre ordinaire. Nous ne pouvons avoir aucune notion précise sur la nature du thermomètre à mercure employé par les savants américains. Mais je crois que le procédé particulier qu'ils ont appliqué à la détermination des points fixes de leur instrument, a encore contribué à empêcher leur thermomètre d'être comparable avec les nôtres. Voyez la note des pages 467 et suivantes.

Quoi qu'il en soit, en admettant l'hypothèse infiniment peu probable que tous nos instruments soient rigoureusement comparables, je trouve que les observations de MM. Arago et Dulong diffèrent peu des miennes dans les hautes températures; tandis que celles de la commission américaine s'en éloignent beaucoup plus. Les différences sont même trop considérables, pour qu'elles puissent être attribuées aux erreurs d'observation. Je ne doute pas que ces différences ne doivent être attribuées à cette circonstance, que leur thermomètre à mercure présentait une marche très-différente de celle des nôtres.

Je terminerai ce mémoire, en donnant plusieurs tables des forces élastiques de la vapeur d'eau, qui seront utiles dans diverses circonstances.

La première de ces tables est une table générale des forces élastiques de la vapeur, pour chaque degré du thermomètre à air, depuis la température de — 32° jusqu'à celle de +230°. Ces forces élastiques ont été calculées avec la formule (E) entre —32° et 0°. De 0° à 100° on a employé la formule (D). Enfin, on a calculé avec la formule (H) les forces élastiques comprises entre 100° et 230°. On aurait pu calculer cette table, dans toute son étendue, avec la formule unique (H) : on aurait obtenu des valeurs pour ainsi dire identiques à celles qui ont été calculées avec la formule (D) entre 40° et 100°; mais dans les températures plus basses les forces élastiques données par la formule (H) seraient un peu trop faibles. (Voyez page 609.)

La seconde table renferme les forces élastiques de la vapeur d'eau, entre — 10° et +35°, mais calculées de dixième en dixième de degré. Cette table est principalement utile pour la météorologie.

Entre — 10° et 0°, les nombres de cette table diffèrent un peu de ceux de la table précédente : cela tient à ce que les deux tables, qui ont été formées à des époques différentes, n'ont pas été calculées avec la même formule; mais les différences sont insignifiantes, car elles s'élèvent à peine à deux centièmes de millimètre.

Enfin la troisième table renferme les forces élastiques de la vapeur d'eau, de dixième en dixième de degré, entre 85° et 101°. Cette table est destinée aux observations hypsométriques, dans lesquelles on calcule les hauteurs du baromètre par la température observée de l'ébullition de l'eau.

TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR AQUEUSE

DE — 32 A + 230 DEGRÉS.

TEMPÉRA-TURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉ-RENCES pour 1°.	TEMPÉRA-TURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉ-RENCES pour 1°.	TEMPÉRA-TURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉ-RENCES pour 1°.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
—32	0,320	0,032	0	4,600	0,340	31	33,406	1,953
31	0,352	0,034	1	4,940	0,362	32	35,359	2,052
30	0,386	0,038	2	5,302	0,385	33	37,411	2,154
29	0,424	0,040	3	5,687	0,410	34	39,565	2,262
28	0,464	0,044	4	6,097	0,437	35	41,827	2,374
27	0,508	0,047	5	6,534	0,464	36	44,201	2,490
26	0,555	0,050	6	6,998	0,494	37	46,691	2,611
25	0,605	0,055	7	7,492	0,525	38	49,302	2,737
24	0,660	0,059	8	8,017	0,557	39	52,039	2,867
23	0,719	0,064	9	8,574	0,591	40	54,906	3,004
22	0,783	0,070	10	9,165	0,627	41	57,910	3,145
21	0,853	0,074	11	9,792	0,665	42	61,055	3,291
20	0,927	0,081	12	10,457	0,705	43	64,346	3,444
19	1,008	0,087	13	11,162	0,746	44	67,790	3,601
18	1,095	0,094	14	11,908	0,791	45	71,391	3,767
17	1,189	0,101	15	12,699	0,837	46	75,158	3,935
16	1,290	0,110	16	13,536	0,885	47	79,093	4,111
15	1,400	0,118	17	14,421	0,936	48	83,204	4,295
14	1,518	0,128	18	15,357	0,989	49	87,499	4,483
13	1,646	0,137	19	16,346	1,045	50	91,982	4,679
12	1,783	0,150	20	17,391	1,104	51	196,661	4,882
11	1,933	0,160	21	18,495	1,164	52	101,543	5,093
10	2,093	0,174	22	19,659	1,229	53	106,636	5,309
9	2,267	0,188	23	20,888	1,296	54	111,945	5,533
8	2,455	0,203	24	22,184	1,366	55	117,478	5,766
7	2,658	0,218	25	23,550	1,438	56	123,244	6,007
6	2,876	0,237	26	24,988	1,517	57	129,251	6,254
5	3,113	0,245	27	25,505	1,596	58	135,505	6,510
4	3,368	0,276	28	28,101	1,681	59	142,015	6,776
3	3,644	0,297	29	29,782	1,766	60	148,791	7,048
2	3,941	0,322	30	31,548	1,858	61	155,839	7,331
1	4,263	0,337	31	33,406		62	163,170	
0	4,600							

SUITE DE LA TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR AQUEUSE DE — 32 A + 230 DEGRÉS.

TEMPÉRATURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉRENCES pour 1°.	TEMPÉRATURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉRENCES pour 1°.	TEMPÉRATURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉRENCES pour 1°.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
62	163,170	7,621	93	588,406	22,334	124	1690,76	53,12
63	170,791	7,923	94	610,740	23,038	125	1743,88	54,47
64	178,714	8,231	95	633,778	23,757	126	1798,35	55,85
65	186,945	8,551	96	657,535	24,494	127	1854,20	57,27
66	195,496	8,880	97	682,029	25,251	128	1911,47	58,68
67	204,376	9,220	98	707,280	26,025	129	1970,15	60,13
68	213,596	9,569	99	733,305	26,695	130	2030,28	61,66
69	223,165	9,928	100	760,000	27,590	131	2091,94	63,09
70	233,093	10,300	101	787,590	28,420	132	2155,03	64,66
71	243,393	10,680	102	816,010	29,270	133	2219,69	66,23
72	254,073	11,074	103	845,280	30,130	134	2285,92	67,81
73	265,147	11,477	104	875,410	31,000	135	2353,73	69,43
74	276,624	11,893	105	906,410	31,910	136	2423,16	71,07
75	288,517	12,321	106	938,310	32,830	137	2494,23	72,77
76	300,838	12,762	107	971,140	33,770	138	2567,00	74,44
77	313,600	13,211	108	1004,910	34,740	139	2641,44	76,19
78	326,811	13,677	109	1039,650	35,720	140	2717,63	77,94
79	340,488	14,155	110	1075,370	36,820	141	2795,57	79,73
80	354,643	14,644	111	1112,090	37,740	142	2875,30	81,56
81	369,287	15,148	112	1149,830	38,780	143	2956,86	83,40
82	384,435	15,666	113	1188,610	39,860	144	3040,26	85,29
83	400,101	16,197	114	1228,470	40,940	145	3125,55	87,19
84	416,298	16,743	115	1269,410	42,060	146	3212,74	89,13
85	433,041	17,303	116	1311,470	43,190	147	3301,87	91,11
86	450,344	17,877	117	1354,660	44,340	148	3392,98	93,11
87	468,221	18,466	118	1399,020	45,530	149	3486,09	95,14
88	486,687	19,072	119	1444,550	46,730	150	3581,23	97,20
89	505,759	19,691	120	1491,280	47,970	151	3678,43	99,31
90	525,450	20,328	121	1539,250	49,220	152	3777,74	101,44
91	545,778	20,979	122	1588,470	50,490	153	3879,18	103,59
92	566,757	21,649	123	1638,960	51,80	154	3982,77	105,79
93	588,406		124	1690,76		155	4088,56	

SUITE DE LA TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR AQUEUSE DE — 32 A + 230 DEGRÉS.

TEMPÉRATURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉRENCES pour 1°.	TEMPÉRATURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉRENCES pour 1°.	TEMPÉRATURES.	FORCES élastiques.	DIFFÉRENCES pour 1°.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
155	4088,56	108,03	180	7546,39	174,98	205	12955,66	265,46
156	4196,59	110,29	181	7721,37	178,15	206	13221,12	269,63
157	4306,88	112,57	182	7899,52	181,32	207	13490,75	273,78
158	4419,45	114,91	183	8080,84	184,56	208	13764,53	277,99
159	4534,36	117,26	184	8265,40	187,83	209	14042,52	282,28
160	4651,62	119,66	185	8453,23	191,12	210	14324,80	286,52
161	4771,28	122,08	186	8644,35	194,47	211	14611,32	290,90
162	4893,36	124,55	187	8838,82	197,86	212	14902,22	295,26
163	5017,91	127,06	188	9036,68	201,27	213	15197,48	299,69
164	5144,97	129,57	189	9237,95	204,75	214	15497,17	304,16
165	5274,54	132,15	190	9442,70	208,23	215	15801,33	308,61
166	5406,69	134,74	191	9650,93	211,78	216	16109,94	313,21
167	5541,43	137,39	192	9862,71	215,33	217	16423,15	317,75
168	5678,82	140,08	193	10078,04	218,97	218	16740,90	322,39
169	5818,90	142,76	194	10297,01	222,62	219	17063,29	327,07
170	5961,66	145,53	195	10519,63	226,32	220	17390,36	331,77
171	6107,19	148,29	196	10745,95	230,05	221	17722,13	336,55
172	6255,48	151,12	197	10975,00	233,82	222	18058,64	341,30
173	6406,60	153,95	198	11209,82	237,64	223	18399,94	346,13
174	6560,55	156,85	199	11447,46	241,50	224	18746,07	350,97
175	6717,43	159,79	200	11688,96	245,41	225	19097,04	355,88
176	6877,22	162,75	201	11934,37	249,32	226	19452,92	360,84
177	7039,97	165,75	202	12183,69	253,31	227	19813,76	365,85
178	7205,72	168,80	203	12437,00	257,30	228	20179,61	370,87
179	7374,52	171,87	204	12694,30	261,36	229	20550,48	375,92
180	7546,39		205	12955,66		230	20926,40	

TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR D'EAU
DE — 10 A + 35 DEGRÉS.

DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
—10,0	2,078	0,018	—6,9	2,688	0,022	—3,9	3,414	0,027
9,9	2,096	0,018	6,8	2,710	0,022	3,8	3,441	0,027
9,8	2,114	0,018	6,7	2,732	0,022	3,7	3,468	0,027
9,7	2,132	0,018	6,6	2,754	0,022	3,6	3,495	0,027
9,6	2,150	0,018	6,5	2,776	0,022	3,5	3,522	0,028
9,5	2,168	0,018	6,4	2,798	0,023	3,4	3,550	0,028
9,4	2,186	0,018	6,3	2,821	0,023	3,3	3,578	0,028
9,3	2,204	0,019	6,2	2,844	0,023	3,2	3,606	0,028
9,2	2,223	0,019	6,1	2,867	0,023	3,1	3,634	0,028
9,1	2,242	0,019	6,0	2,890	0,024	3,0	3,662	0,029
9,0	2,261	0,019	5,9	2,914	0,024	2,9	3,691	0,029
8,9	2,280	0,019	5,8	2,938	0,024	2,8	3,720	0,029
8,8	2,299	0,019	5,7	2,962	0,024	2,7	3,749	0,029
8,7	2,318	0,019	5,6	2,986	0,024	2,6	3,778	0,029
8,6	2,337	0,019	5,5	3,010	0,024	2,5	3,807	0,029
8,5	2,356	0,020	5,4	3,034	0,024	2,4	3,836	0,029
8,4	2,376	0,020	5,3	3,058	0,024	2,3	3,865	0,030
8,3	2,396	0,020	5,2	3,082	0,024	2,2	3,895	0,030
8,2	2,416	0,020	5,1	3,106	0,025	2,1	3,925	0,030
8,1	2,436	0,020	5,0	3,131	0,025	2,0	3,955	0,030
8,0	2,456	0,021	4,9	3,156	0,025	1,9	3,985	0,031
7,9	2,477	0,021	4,8	3,181	0,025	1,8	4,016	0,031
7,8	2,498	0,021	4,7	3,206	0,025	1,7	4,047	0,031
7,7	2,519	0,021	4,6	3,231	0,026	1,6	4,078	0,031
7,6	2,540	0,021	4,5	3,257	0,026	1,5	4,109	0,031
7,5	2,561	0,021	4,4	3,283	0,026	1,4	4,140	0,031
7,4	2,582	0,021	4,3	3,309	0,026	1,3	4,171	0,032
7,3	2,603	0,021	4,2	3,335	0,026	1,2	4,203	0,032
7,2	2,624	0,021	4,1	3,361	0,026	1,1	4,235	0,032
7,1	2,645	0,021	4,0	3,387	0,027	1,0	4,267	0,032
7,0	2,666	0,022						

SUITE DE LA TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR D'EAU DE — 10 A + 35 DEGRÉS.

DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
—0,9	4,299	0,032	+2,0	5,302	0,038	+5,0	6,534	0,046
0,8	4,331	0,033	2,1	5,340	0,038	5,1	6,580	0,046
0,7	4,364	0,033	2,2	5,378	0,038	5,2	6,625	0,046
0,6	4,397	0,033	2,3	5,416	0,038	5,3	6,671	0,046
0,5	4,430	0,033	2,4	5,454	0,038	5,4	6,717	0,046
0,4	4,463	0,034	2,5	5,491	0,039	5,5	6,763	0,047
0,3	4,497	0,034	2,6	5,530	0,039	5,6	6,810	0,047
0,2	4,531	0,034	2,7	5,569	0,039	5,7	6,857	0,047
0,1	4,565	0,035	2,8	5,608	0,039	5,8	6,904	0,047
0,0	4,600	0,035	2,9	5,647	0,039	5,9	6,951	0,047
0,0	4,600	0,033	3,0	5,687	0,040	6,0	6,998	0,049
+0,1	4,633	0,033	3,1	5,727	0,040	6,1	7,047	0,049
0,2	4,667	0,033	3,2	5,767	0,040	6,2	7,095	0,049
0,3	4,700	0,033	3,3	5,807	0,040	6,3	7,144	0,049
0,4	4,733	0,033	3,4	5,848	0,040	6,4	7,193	0,049
0,5	4,767	0,034	3,5	5,889	0,041	6,5	7,242	0,050
0,6	4,801	0,034	3,6	5,930	0,041	6,6	7,292	0,050
0,7	4,836	0,034	3,7	5,972	0,041	6,7	7,342	0,050
0,8	4,871	0,034	3,8	6,014	0,041	6,8	7,392	0,050
0,9	4,905	0,034	3,9	6,055	0,041	6,9	7,443	0,050
1,0	4,940	0,035	4,0	6,097	0,043	7,0	7,492	0,052
1,1	4,975	0,035	4,1	6,140	0,043	7,1	7,544	0,052
1,2	5,011	0,035	4,2	6,183	0,043	7,2	7,595	0,052
1,3	5,047	0,035	4,3	6,226	0,043	7,3	7,647	0,052
1,4	5,082	0,035	4,4	6,270	0,043	7,4	7,699	0,052
1,5	5,118	0,037	4,5	6,313	0,044	7,5	7,751	0,053
1,6	5,155	0,037	4,6	6,357	0,044	7,6	7,804	0,053
1,7	5,191	0,037	4,7	6,401	0,044	7,7	7,857	0,053
1,8	5,228	0,037	4,8	6,445	0,044	7,8	7,910	0,053
1,9	5,265	0,037	4,9	6,490	0,044	7,9	7,964	0,053

SUITE DE LA TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR D'EAU
DE — 10 A + 35 DEGRÉS.

DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
+ 8,0	8,017	0,055	+ 11,0	9,792	0,065	+ 14,0	11,906	0,078
8,1	8,072	0,055	11,1	9,857	0,065	14,1	11,988	0,078
8,2	8,126	0,055	11,2	9,923	0,065	14,2	12,064	0,078
8,3	8,181	0,055	11,3	9,989	0,065	14,3	12,142	0,078
8,4	8,236	0,055	11,4	10,054	0,065	14,4	12,220	0,078
8,5	8,291	0,056	11,5	10,120	0,067	14,5	12,298	0,080
8,6	8,347	0,056	11,6	10,187	0,067	14,6	12,278	0,080
8,7	8,404	0,056	11,7	10,255	0,067	14,7	12,458	0,080
8,8	8,461	0,056	11,8	10,322	0,067	14,8	12,538	0,080
8,9	8,517	0,056	11,9	10,389	0,067	14,9	12,619	0,080
9,0	8,574	0,058	12,0	10,457	0,069	15,0	12,699	0,082
9,1	8,632	0,058	12,1	10,526	0,069	15,1	12,781	0,082
9,2	8,690	0,058	12,2	10,596	0,069	15,2	12,864	0,082
9,3	8,748	0,058	12,3	10,665	0,069	15,3	12,947	0,082
9,4	8,807	0,058	12,4	10,734	0,069	15,4	13,029	0,082
9,5	8,865	0,060	12,5	10,804	0,071	15,5	13,112	0,085
9,6	8,925	0,060	12,6	10,875	0,071	15,6	13,197	0,085
9,7	8,985	0,060	12,7	10,947	0,071	15,7	13,281	0,085
9,8	9,045	0,060	12,8	11,019	0,071	15,8	13,366	0,085
9,9	9,105	0,060	12,9	11,090	0,071	15,9	13,451	0,085
10,0	9,165	0,062	13,0	11,062	0,073	16,0	13,635	0,087
10,1	9,227	0,062	13,1	11,235	0,073	16,1	13,623	0,087
10,2	9,288	0,062	13,2	11,309	0,073	16,2	13,710	0,087
10,3	9,350	0,062	13,3	11,383	0,073	16,3	13,797	0,087
10,4	9,412	0,062	13,4	11,456	0,073	16,4	13,885	0,087
10,5	9,474	0,063	13,5	11,530	0,075	16,5	13,982	0,090
10,6	9,537	0,063	13,6	11,605	0,075	16,6	14,062	0,090
10,7	9,601	0,063	13,7	11,681	0,075	16,7	14,151	0,090
10,8	9,665	0,063	13,8	11,757	0,075	16,8	14,241	0,090
10,9	9,728	0,063	13,9	11,832	0,075	16,9	14,331	0,090

SUITE DE LA TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR D'EAU DE — 10 A + 35 DEGRÉS.

DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
+17,0	14,421	0,092	+20,0	17,391	0,109	+23,0	20,888	0,128
17,1	14,513	0,092	20,1	17,500	0,109	23,1	21,016	0,128
17,2	14,605	0,092	20,2	17,608	0,109	23,2	21,144	0,128
17,3	14,697	0,092	20,3	17,717	0,109	23,3	21,272	0,128
17,4	14,790	0,092	20,4	17,826	0,109	23,4	21,400	0,128
17,5	14,882	0,095	20,5	17,935	0,112	33,5	21,528	0,131
17,6	14,977	0,095	20,6	18,047	0,112	23,6	21,659	0,131
17,7	15,072	0,095	20,7	18,159	0,112	23,7	21,790	0,131
17,8	15,167	0,095	20,8	18,271	0,112	23,8	21,921	0,131
17,9	15,262	0,095	20,9	18,383	0,112	23,9	22,053	0,131
18,0	15,357	0,097	21,0	18,495	0,115	24,0	22,184	0,135
18,1	15,554	0,097	21,1	18,610	0,115	24,1	22,319	0,135
18,2	15,552	0,097	21,2	18,724	0,115	24,2	22,453	0,135
18,3	15,650	0,097	21,3	18,839	0,115	24,3	22,588	0,135
18,4	15,747	0,097	21,4	18,954	0,115	24,4	22,723	0,135
18,5	15,845	0,100	21,5	19,069	0,118	24,5	22,858	0,138
18,6	15,945	0,100	21,6	19,187	0,118	24,6	22,996	0,138
18,7	16,045	0,100	21,7	19,305	0,118	24,7	23,135	0,138
18,8	16,145	0,100	21,8	19,423	0,118	24,8	23,273	0,138
18,9	16,246	0,100	21,9	19,541	0,118	24,9	23,411	0,138
19,0	16,346	0,103	22,0	19,659	0,121	25,0	23,550	0,142
19,1	16,449	0,103	22,1	19,780	0,121	25,1	23,692	0,142
19,2	16,552	0,103	22,2	19,901	0,121	25,2	23,834	0,142
19,3	16,655	0,103	22,3	20,022	0,121	25,3	23,976	0,142
19,4	16,758	0,103	22,4	20,143	0,121	25,4	24,119	0,142
19,5	16,861	0,106	22,5	20,265	0,125	25,5	24,261	0,145
19,6	16,967	0,106	22,6	20,389	0,125	25,6	24,406	0,145
19,7	17,073	0,106	22,7	20,514	0,125	25,7	24,552	0,145
19,8	17,179	0,106	22,8	20,639	0,125	25,8	24,697	0,145
19,9	17,285	0,106	22,9	20,763	0,125	25,9	24,842	0,145

SUITE DE LA TABLE DES FORCES ÉLASTIQUES DE LA VAPEUR D'EAU DE — 10 A + 35 DEGRÉS.

DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
+26,0	24,988	0,150	+29,0	29,782	0,174	+32,0	35,359	0,200
26,1	25,138	0,150	29,1	29,956	0,174	32,1	35,559	0,200
26,2	25,288	0,150	29,2	30,131	0,174	32,2	35,760	0,201
26,3	25,438	0,150	29,3	30,305	0,174	32,3	35,962	0,202
26,4	25,588	0,150	29,4	30,479	0,174	32,4	36,165	0,203
26,5	25,738	0,153	29,5	30,654	0,179	32,5	36,370	0,205
26,6	25,891	0,153	29,6	30,833	0,179	32,6	36,576	0,206
26,7	26,045	0,153	29,7	31,011	0,179	32,7	36,783	0,207
26,8	26,198	0,153	29,8	31,190	0,179	32,8	36,991	0,208
26,9	26,351	0,153	29,9	31,369	0,179	32,9	37,200	0,209
27,0	26,505	0,158	30,0	31,548	0,181	33,0	27,410	0,211
27,1	26,663	0,158	30,1	31,729	0,182	33,1	37,621	0,211
27,2	26,820	0,158	30,2	31,911	0,183	33,2	37,832	0,213
27,3	26,978	0,158	30,3	32,194	0,184	33,3	38,045	0,213
27,4	27,136	0,158	30,4	32,278	0,185	33,4	38,258	0,215
27,5	27,294	0,161	30,5	32,463	0,187	33,5	38,473	0,216
27,6	27,455	0,161	30,6	32,650	0,187	33,6	38,689	0,217
27,7	27,617	0,161	30,7	32,837	0,189	33,7	38,906	0,218
27,8	27,778	0,161	30,8	33,026	0,189	33,8	39,124	0,220
27,9	27,939	0,161	30,9	33,215	0,189	33,9	39,344	0,221
28,0	28,101	0,166	31,0	33,405	0,190	34,0	39,565	0,221
28,1	28,267	0,166	31,1	33,596	0,191	34,1	39,786	0,221
28,2	28,433	0,166	31,2	33,787	0,191	34,2	40,007	0,223
28,3	28,599	0,166	31,3	33,980	0,193	34,3	40,230	0,225
28,4	28,765	0,166	31,4	34,174	0,194	34,4	40,455	0,225
28,5	28,931	0,170	31,5	34,368	0,194	34,5	40,680	0,227
28,6	29,101	0,170	31,6	34,564	0,196	34,6	40,907	0,228
28,7	29,271	0,170	31,7	34,761	0,197	34,7	41,135	0,229
28,8	29,441	0,170	31,8	34,959	0,198	34,8	41,364	0,231
28,9	29,612	0,170	31,9	35,159	0,200	34,9	41,595	0,232
						35,0	41,827	

TABLE DES TENSIONS DE LA VAPEUR D'EAU, EN MILLIMÈTRES, DE 85 A 101 DEGRÉS.

DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
85,0	433,04	1,71	88,1	488,57	1,88	91,2	549,92	2,07
85,1	434,75	1,71	88,2	490,45	1,88	91,3	552,00	2,08
85,2	435,46	1,71	88,3	492,34	1,89	91,4	554,09	2,09
85,3	438,17	1,72	88,4	494,24	1,90	91,5	556,19	2,10
85,4	439,89	1,73	88,5	496,15	1,91	91,6	558,29	2,10
85,5	441,62	1,73	88,6	498,06	1,91	91,7	560,39	2,10
85,6	443,35	1,74	88,7	499,98	1,92	91,8	562,51	2,12
85,7	445,09	1,75	88,8	501,90	1,92	91,9	564,63	2,12
85,8	446,84	1,75	88,9	503,82	1,92	92,0	566,76	2,13
85,9	448,59	1,75	89,0	505,76	1,94	92,1	568,89	2,13
86,0	450,34	1,76	89,1	507,70	1,95	92,2	571,03	2,14
86,1	452,10	1,77	89,2	509,65	1,95	92,3	573,18	2,15
86,2	453,87	1,77	89,3	511,60	1,96	92,4	575,34	2,16
86,3	455,64	1,78	89,4	513,56	1,97	92,5	577,50	2,16
86,4	457,42	1,79	89,5	515,53	1,97	92,6	579,67	2,17
86,5	459,21	1,79	89,6	517,50	1,98	92,7	581,84	2,17
86,6	461,00	1,80	89,7	519,48	1,98	92,8	584,02	2,18
86,7	462,80	1,80	89,8	521,46	1,99	92,9	586,20	2,19
86,8	464,60	1,81	89,9	523,45	2,00	93,0	588,41	2,20
86,9	466,41	1,81	90,0	525,45	2,00	93,1	590,61	2,21
87,0	468,22	1,82	90,1	527,45	2,01	93,2	592,82	2,22
87,1	470,04	1,83	90,2	529,46	2,02	93,3	595,04	2,22
87,2	471,87	1,83	90,3	531,48	2,02	93,4	597,26	2,23
87,3	473,70	1,84	90,4	533,50	2,03	93,5	599,49	2,23
87,4	475,54	1,84	90,5	535,53	2,04	93,6	601,72	2,25
87,5	477,38	1,85	90,6	537,57	2,04	93,7	603,97	2,25
87,6	479,23	1,85	90,7	539,61	2,05	93,8	606,22	2,26
87,7	481,08	1,86	90,8	541,66	2,06	93,9	608,48	2,26
87,8	482,94	1,87	90,9	543,72	2,06	94,0	610,74	2,27
87,9	484,81	1,88	91,0	545,78	2,07	94,1	613,01	2,28
88,0	486,69	1,88	91,1	547,85	2,07	94,2	615,29	2,29
88,1	488,57		91,2	549,92		94,3	617,58	

TABLE DES TENSIONS DE LA VAPEUR D'EAU, EN MILLIMÈTRES, DE 85 A 101 DEGRÉS.

DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.	DEGRÉS.	TENSION.	DIFFÉR. pour 0°,1.
°	mm	mm	°	mm	mm	°	mm	mm
94,3	617,58	2,29	96,5	669,69	2,46	98,7	725,35	2,60
94,4	619,87	2,29	96,6	672,14	2,46	98,8	727,96	2,61
94,5	522,17	2,30	96,7	674,60	2,47	98,9	730,58	2,62
94,6	624,48	2,30	96,8	677,07	2,48	99,0	733,21	2,63
94,7	626,79	2,30	96,9	679,55	2,48	99,1	735,85	2,64
94,8	629,11	2,33	97,0	682,03	2,49	99,2	738,50	2,65
94,9	631,44	2,33	97,1	684,52	2,50	99,3	741,16	2,66
95,0	633,78	2,34	97,2	687,02	2,51	99,4	743,83	2,67
95,1	636,12	2,35	97,3	689,53	2,51	99,5	746,50	2,67
95,2	638,47	2,36	97,4	692,04	2,52	99,6	749,18	2,68
95,3	640,83	2,36	97,5	694,56	2,52	99,7	751,87	2,69
95,4	643,19	2,38	97,6	697,08	2,53	99,8	754,57	2,70
95,5	645,57	2,38	97,7	699,61	2,54	99,9	757,28	2,71
95,6	647,95	2,39	97,8	702,15	2,55	100,0	760,00	2,72
95,7	650,34	2,39	97,9	704,70	2,56	100,1	762,73	2,73
95,8	652,73	2,40	98,0	707,26	2,56	100,2	765,46	2,74
95,9	655,13	2,41	98,1	709,82	2,57	100,3	768,20	2,75
96,0	657,54	2,41	98,2	712,39	2,58	100,4	771,95	2,76
96,1	659,95	2,42	98,3	714,97	2,59	100,5	773,71	2,77
96,2	662,37	2,43	98,4	717,56	2,59	100,6	776,48	2,78
96,3	664,80	2,44	98,5	720,15	2,60	100,7	779,26	2,78
96,4	667,24	2,45	98,6	722,75	2,60	100,8	782,04	2,79
96,5	669,69		98,7	725,35		100,9	784,83	2,80
						101,0	787,63	

NEUVIÈME MÉMOIRE (1).

SUR LES CHALEURS LATENTES DE LA VAPEUR AQUEUSE A SATURATION SOUS DIVERSES PRESSIONS.

Je me propose, dans ce neuvième mémoire, de déterminer les quantités de chaleur qu'il faut fournir à 1 kilogramme d'eau à 0°, pour convertir cette eau en vapeur à saturation sous diverses pressions. Nous exprimerons ces quantités de chaleur, en désignant le nombre de kilogrammes d'eau liquide qu'elles sont susceptibles d'échauffer de 0° à 1° centigrade.

Black fit, le premier, vers le milieu du dernier siècle, l'observation importante que, dans la formation de la vapeur d'eau, il y avait absorption d'une grande quantité de chaleur; il fit même quelques expériences dans le but de la mesurer. Il plaça un petit vase plein d'eau sur le couvercle d'un poêle en fonte, dans lequel il entretenait un feu assez régulier pour que l'on pût admettre que le vase recevait, dans des temps égaux, des quantités sensiblement égales de chaleur; et il compara le temps que l'eau mit à parvenir à l'ébullition, au temps que la même eau mit à s'évaporer complétement. Cette expérience, suffisante pour démontrer l'absorption de chaleur qui a lieu pendant la vaporisation,

(1) Les huitième, neuvième et dixième mémoires ont été lus à l'Académie des sciences, dans sa séance du 15 décembre 1845.

est trop grossière pour en donner une mesure exacte. Black le reconnut lui-même, et plus tard il fit, de concert avec le docteur Irvine, de nouvelles expériences, dans lesquelles il employa la méthode des mélanges, qu'il avait imaginée pour déterminer les chaleurs spécifiques des corps. Il se servit à cet effet d'un alambic ordinaire, et il mesura l'élévation de température qu'éprouvait l'eau froide qui entourait le serpentin, par la condensation d'une certaine quantité de vapeur. Black trouva ainsi le nombre 530, nombre beaucoup trop faible, parce qu'il n'avait pas tenu compte des corrections nécessaires (1).

Le célèbre Watt fit, à plusieurs reprises, des expériences sur ce sujet; il commença à s'en occuper d'après l'invitation même de Black, dont il était l'élève. Les premiers essais de Watt remontent à 1765; ils lui avaient donné le nombre 766, qu'il regarda lui-même comme inexact. Il reprit le même sujet en 1781, et il fit les expériences qu'il a décrites dans l'article *Steam* du *Mechanical Philosophy* de Robison (édition de Brewster, tome II, page 5), et dont je donne la traduction dans la note (2). La moyenne de 11 déterminations a donné le nombre 625,2, que Watt regarde néanmoins comme trop faible; et il adopte, comme plus probable, le nombre 633,3.

---

(1) *Lectures on the elements of chemistry,* tome I.

(2) Voici, dit Watt, le récit des expériences sur les chaleurs latentes que j'ai faites en février et mars 1781.

Je pris un tuyau de cuivre ayant $\frac{5}{8}$ de pouce de diamètre intérieur, épais de $\frac{1}{50}$ de pouce, long de 5 pieds et recourbé à l'une de ses extrémités sur la longueur de 3 pouces, et je le fixai hermétiquement sur le

Rumford a cherché à déterminer le même élément au moyen de son calorimètre. L'eau était placée dans une cor-

---

bec d'une bouilloire à thé, en l'inclinant de telle sorte, que la partie recourbée se trouvait plus élevée de 2 pieds que le bec de la bouilloire : un bouchon percé d'un trou de $\frac{2}{10}$ de pouce de diamètre et traversé par un tuyau de plume, fut adapté à l'ouverture de l'extrémité recourbée.

La bouilloire fut remplie d'eau à moitié, puis on fixa le couvercle avec du lut de farine, et on le serra avec une pièce de bois s'appuyant sur l'anse de la bouilloire. D'un autre côté, on mit 2 livres 1/2 d'eau dans un vase en fer-blanc de 4 pouces de profondeur et de 6 pouces de diamètre; l'eau le remplissait jusqu'à la hauteur de 2 pouces 1/2. Cette eau fut pesée avec soin, en faisant la tare du vase de fer-blanc et d'un disque de papier épais préalablement enduit d'huile de lin et séché dans une étuve.

Ce vase fut placé sur une table et entouré de flanelle. L'eau de la bouilloire fut maintenue en ébullition pendant quelque temps, et lorsqu'on ne vit plus de gouttes d'eau se condenser dans le tuyau de plume fixé à l'extrémité du tube de cuivre de la bouilloire, on plongea ce tuyau dans l'eau du vase en fer-blanc. La vapeur se condensait avec bruit et échauffait l'eau du vase, qui était continuellement agitée, afin de maintenir sa température uniforme. On continuait l'expérience jusqu'à ce que la température de l'eau se fût élevée de 70 à 80 F; ce qui exigeait de 4 à 6 minutes. Le thermomètre devenait stationnaire au bout de 10 secondes; aussitôt après la lecture de la température stationnaire, on couvrait le vase de fer-blanc avec son disque en papier huilé, pour empêcher l'évaporation de l'eau, et on le pesait avec grand soin.

Lorsque les expériences furent terminées, on sécha le vase de fer-blanc et on le plaça dans une salle dont la température était de 40° environ; on l'y laissa séjourner une demi-heure, pour qu'il se mît en équilibre avec le milieu ambiant, puis on y versa 2 livres d'eau à 76° F; la température de cette eau descendit à 75°,5.

Ainsi, pour une différence de 35°1/2 avec 2 livres d'eau, et par consé-

nue en verre, dont le col, relevé en l'air, s'adaptait au moyen d'un bouchon dans l'orifice du serpentin de son calorimètre.

---

quent pour une différence de 44° avec 2 livres 1/2, il faut compter 1/2° de chaleur absorbée par le vase de fer-blanc.

La température de la salle dans laquelle les expériences ont été faites, était de 56°F environ.

Onze expériences ont été exécutées par le procédé que nous venons d'indiquer; elles ont servi à calculer la chaleur latente comme dans l'exemple suivant :

Température de l'eau dans le vase de fer-blanc, avant	43°,5
— — — après	89,5
Élévation de température	46°,0
Chaleur prise par le vase de fer-blanc	0,5
Élévation totale	46,5
Poids de l'eau dans le vase de fer-blanc, avant	17500 grains
— — — après	18260
Poids de la vapeur condensée	760 grains

Ainsi, on a $17500 \times 46,5 = 760\,(x - 89,5)$

Numéro de l'expérience.	Quantité d'eau froide dans le vase en fer-blanc.	Température de l'eau froide, en degrés Fahrenheit.	Poids de la vapeur condensée.	Température de l'eau échauffée, en degrés Fahrenheit.	Accroissement de température.	Somme de la chaleur sensible et de la chaleur latente, en degrés Fahrenheit	en degrés centigrades.
	grains.	°	grains.	°	°		
1	17500	43,5	760	89,5	46,5	1159,5	626,5
2	»	44,5	708	86,5	42,5	1136,9	613,7
3	»	44,5	899	98,0	54,0	1149,1	620,4
4	»	44,5	467,5	73,5	29,5	1175,6	637,1
5	»	44,5	369	67,25	23,0	1158,0	625,2
6	»	47,5	642	87,0	40 0	1177,3	636,0
7	»	49,0	588,5	84,5	36,0	1155,0	623,6
8	»	47,0	675	87,5	41,0	1150,5	622,3
9	»	45,0	680,5	86,5	42,0	1166,5	630,1
10	»	45,0	664,25	85,5	41,0	1165,7	629,8
11	»	45,0	975,	102,0	57,5	1134,0	612,9
						Moyenne. = 1157,1	625,2

Rumford (1) a trouvé ainsi, dans trois expériences, les nombres 669,0, 670,8, 671,9. Ces nombres sont trop forts. Dans la disposition adoptée par Rumford, une certaine quantité de vapeur se condensait dans la partie du col de la cornue intérieure au calorimètre, lui abandonnait de la chaleur, et retombait néanmoins à l'état liquide dans la cornue.

Le docteur Ure a publié, dans les *Transactions philosophiques de* 1818, page 385, un mémoire dans lequel il s'est proposé de déterminer les chaleurs latentes de vaporisation d'un certain nombre de substances volatiles. Les expériences du docteur Ure ont été faites au moyen d'un appareil très-simple, mais en même temps peu propre à donner des résultats précis. Cet appareil consistait en une petite cornue de verre, dont le col très-court s'engageait dans un récipient en verre mince, ayant la forme d'une boule de 3 pouces anglais de diamètre. Ce récipient était enveloppé d'une certaine quantité d'eau renfermée dans un vase cylindrique de verre. On plaçait dans la petite cornue 200 grains du liquide que l'on voulait soumettre à l'expérience, et on le distillait rapidement au moyen d'une lampe d'Argand. L'eau du petit calorimètre était agitée continuellement à l'aide du thermomètre qui indiquait sa température. Le docteur Ure trouva

---

Plusieurs causes d'erreurs affectent les résultats de ces expériences et tendent, pour la plupart, à rendre le nombre trop petit; d'après cette considération, je pense que l'on peut adopter le nombre (960 + 212) ou 1172 (633,3 C) comme représentant la somme de la chaleur sensible et de la chaleur latente.

(1) Biot, *Traité de Physique*, tome IV, page 710.

ainsi le nombre 637,5 comme représentant la quantité de chaleur que prend un kilogramme d'eau liquide à zéro degré, pour se réduire en vapeur à saturation sous la pression de 760 millimètres. Mais il importe de faire remarquer que les résultats du docteur Ure ont été calculés avec une formule inexacte, comme l'a déjà fait observer M. Brix (*Annales de Poggendorff*, tome LV, page 351), et que le nombre précédent se réduit à 593,4, en appliquant la véritable formule aux données numériques de son expérience.

Le docteur Ure indique, dans le Mémoire cité (page 387), que Lavoisier et Laplace avaient trouvé le nombre 655. J'ai vainement cherché cette détermination dans les mémoires qui ont été publiés par ces illustres savants.

On trouve, dans le *Traité de Physique* de M. Biot, t. IV, page 713, que M. Gay-Lussac, d'un côté, MM. Clément et Desormes, de l'autre, ont obtenu le même nombre 650. Je n'ai trouvé nulle part les détails de leurs expériences.

Les expériences les plus importantes et les plus récentes qui ont été faites sur le sujet qui nous occupe, sont dues à M. Despretz et à M. Brix.

Dans une première série d'expériences (*Annales de Chimie et de Physique*, tome XXIV, p. 323), M. Despretz a fait usage d'un appareil semblable à celui de Rumford. Le bec de la cornue qui renfermait le liquide s'engageait dans un serpentin en cuivre, qui traversait une caisse oblongue et rectangulaire de même métal et sortait par une de ses parois; le liquide condensé traversait le serpentin, et venait se rendre dans un vase extérieur disposé à cet effet. La caisse renfermait 2703 grammes d'eau. M. Despretz trouva ainsi, pour la chaleur totale, le nombre 631.

Dans une seconde série d'expériences, M. Despretz a employé un calorimètre de dimensions beaucoup plus considérables, car il renfermait 30 litres d'eau. Le liquide condensé restait dans le fond du serpentin, et pouvait être pesé exactement. Cette série a donné un nombre plus fort que la première, savoir : 640.

M. Brix s'est livré, dans son mémoire (*Annales de Poggendorff,* tome LV, page 341), à une discussion étendue sur les diverses causes d'erreur qui peuvent affecter les résultats obtenus par la méthode des mélanges, quand on l'applique à la détermination de la chaleur latente des vapeurs, et il a cherché, par une longue suite de tâtonnements, à rendre la somme de ces erreurs la plus petite possible. Mais M. Brix avait principalement pour but de déterminer les chaleurs latentes des liquides autres que l'eau; c'est probablement à cause de cela qu'il a donné à son appareil des dimensions très-petites (1). Or, dans ce cas, la somme des corrections

(1) Le calorimètre est formé par une boîte cylindrique *a b c d*, planche II, fig. 35, de 3 pouces de haut, et ayant un diamètre de 3 pouces à sa base. Le serpentin de l'appareil de M. Despretz est remplacé par un vase cylindrique annulaire *e f g h i k*. Les vapeurs pénètrent dans ce récipient par la tubulure *m,* et l'air, chassé de l'appareil par l'élévation de température, trouvait une issue par le tube *l* qui traverse le couvercle du calorimètre. On plaçait dans le calorimètre une quantité déterminée d'eau. Un thermomètre était adapté dans la tubulure *o* du couvercle, et son réservoir se trouvait placé dans la partie vide centrale de la boîte annulaire, qui faisait office de serpentin. Un petit agitateur, formé par un disque annulaire de métal *r,* servait à mélanger les diverses parties du liquide. La petite portion *n* du tube *m,* extérieure au calorimètre, avait ses parois plus épaisses que le reste du tube, de façon à ce que l'on puisse adapter à son ouver-

acquiert nécessairement une valeur relative très-grande, et par suite il reste plus d'incertitude sur la valeur absolue cherchée.

Quoi qu'il en soit, M. Brix déduit, de ses expériences sur la vapeur d'eau, le même nombre 640 qui a été obtenu par M. Despretz dans son second travail.

On voit, par ce qui précède, que les nombres obtenus par les divers expérimentateurs diffèrent notablement les uns des autres; mais il convient d'observer, que les expériences de MM. Despretz et Brix, qui méritent le plus de confiance, ont conduit au même résultat.

Les mécaniciens ont adopté généralement, dans leurs calculs, le nombre 650.

Les travaux que je viens d'énumérer, avaient seulement pour objet la détermination des chaleurs latentes des vapeurs sous la pression ordinaire de l'atmosphère; les expériences qui ont eu pour but de déterminer le même élément sous d'autres pressions, sont beaucoup moins nombreuses et très-imparfaites.

Watt admettait que la *quantité de chaleur qu'il faut fournir à* 1 *kilogramme d'eau liquide à* 0° *pour la transformer en vapeur sous une pression quelconque, est constante*; par conséquent que cette quantité est toujours la même, quelle que soit la température de la vapeur, pourvu que celle-ci soit à l'état de saturation.

---

ture un anneau fixé sur un tube de verre recourbé, dont l'autre extrémité était soudée au col d'une petite cornue de verre renfermant le liquide à soumettre à l'expérience, et qui était tellement légère, qu'elle n'avait pas besoin d'un autre soutien.

Cette proposition, qui est connue sous le nom de *loi de Watt*, doit plutôt être considérée comme une hypothèse du célèbre mécanicien, car Watt ne l'établit pas sur des expériences directes : il ne fit qu'une seule expérience sous une pression plus faible que celle de l'atmosphère, et cette expérience était très-imparfaite, comme Watt le reconnaît lui-même (1).

---

(1) Voici comment Watt rend compte de cette expérience dans le *Mechanical Philosophy de Robison*, tome II, page 8 :

N'étant pas satisfait des expériences que j'avais tentées en 1765, à Glasgow, pour déterminer la chaleur latente de la vapeur d'eau, et qui avaient été faites très-rapidement, je fis, en 1783, d'autres expériences qui ne me donnèrent pas non plus de résultats satisfaisants. Je décrirai brièvement l'appareil dont je me suis servi et les essais que j'ai faits, espérant qu'ils pourront être utiles aux personnes qui s'occuperont du même sujet avec plus de soin.

Un petit alambic en fer-blanc A, planche II, *fig.* 31, entouré d'un bain, communiquait, au moyen d'un tuyau, avec deux doubles cônes B et C, dont chacun avait, à sa partie inférieure, une petite ouverture fermée par un bouchon de cuivre. Le tube portait en D une ouverture qui se fermait de la même manière. L'ouverture conique en A se fermait avec un bon bouchon de liége.

On versait une pinte d'eau dans l'alambic et la même quantité d'eau dans le bain; puis on plaçait celui-ci sur un fourneau, et l'on portait l'eau à l'ébullition. On laissait la vapeur s'échapper en B et C jusqu'à ce que tout l'air fût expulsé. On fermait alors l'ouverture C, et on la plongeait immédiatement dans l'eau, pour empêcher l'air d'entrer. On laissait l'air s'échapper plus longtemps en B, et dès que cette ouverture était fermée, on la plongeait également dans l'eau.

On versa alors de l'eau froide dans le bain, de manière à couvrir l'orifice

Southern et Creighton firent en 1803 des expériences plus étendues, pour déterminer à la fois la densité de la vapeur d'eau à saturation sous différentes pressions, et sa chaleur latente dans les mêmes circonstances. Leurs observations sont

---

et son bouchon; la tension de la vapeur diminua aussitôt dans l'alambic et dans les deux cônes doubles.

On plongea alors entièrement le double cône B dans un vase en fer-blanc de 6 pouces de profondeur et de 8 3/4 pouces de diamètre, et qui était rempli d'eau froide jusqu'à la hauteur de 5 pouces. Cette eau pesait 62800 grains. La température initiale était de 51°,75. Le refroidissement du récipient B déterminait la distillation d'une certaine quantité d'eau qui venait s'y condenser. Lorsqu'on jugea qu'il en était passé une quantité suffisante, on enleva le bouchon en D, l'air rentra dans l'appareil et arrêta la distillation. La température de l'eau du condenseur était devenue 61°; elle s'était donc élevée, pendant l'expérience, de 9°1/4. On retira le double cône B, on pesa l'eau qui s'y était condensée, et on détermina sa température. Cette température était de 62°, et l'eau condensée pesait 534 grains; on y ajoutait 6 grains pour tenir compte de l'eau adhérente aux parois, ce qui donnait en tout 540 grains. La température de l'eau du bain était de 134° au commencement de l'expérience, et de 158° à la fin; ainsi il restait dans l'appareil une pression d'environ $\frac{1}{3}$ d'atmosphère. L'expérience dura 9 minutes. Un écran de briques servait à garantir le réfrigérant de la chaleur du fourneau. La température de la salle était de 58°.

Le double cône B pesait 1000 grains; sa température initiale, qui était de 134°, descendit à 62°, à la fin de l'expérience : différence, 72°. La densité du fer-blanc étant 7,5 environ, le double cône, dont le volume est $\frac{1000}{7,5}$, équivaut à 134,6 grains d'eau; et comme sa chaleur spécifique est environ 3/4, sa valeur en eau est de 101 grains. Cette chaleur n'étant pas fournie par la vapeur condensée dans le cône, on doit la déduire de la

consignées dans une lettre adressée à Watt, et qui a été publiée dans le *Mechanical Philosophy* de Robison (t. II, page 160). La note (1) renferme la traduction de cette lettre.

---

chaleur acquise par l'eau du refrigérant, ou, ce qui revient au même, il faut retrancher 101 grains du poids de cette eau.

Ainsi l'on a :

Poids de l'eau dans le réfrigérant	62800 grains.
A retrancher 101, valeur du cône en eau	101
Reste	62699

Il faut ajouter à ce nombre la chaleur absorbée par le réfrigérant, qui était un vase de fer-blanc pesant 24 1/2 onces, si on en retranche 4 1/2 onces pour la partie mouillée, il reste 20, dont le volume est 1320 grains d'eau; sa capacité calorifique étant 3/4, la valeur en eau est 980.

Poids total de l'eau échauffée	63679 grains.
multiplié par 9°,25, chaleur acquise	589030 ,75
et divisé par le poids de la vapeur condensée (540 grains), donne	1090 ,79
Chaleur retenue	62 , »
Somme de la chaleur sensible et de la chaleur latente	1152 ,79
Retranchant la chaleur sensible de la vapeur	146 , »
Reste pour la chaleur latente =	1006 ,79

J'ai déjà dit que je n'étais nullement satisfait du résultat de cette expérience. On évalue approximativement un grand nombre d'éléments qu'il serait nécessaire de déterminer directement par expérience.

(1) Les expériences de Southern et Creighton ont été faites en 1803, principalement dans le but de déterminer la densité de la vapeur d'eau sous différentes pressions supérieures à celle de l'atmosphère. On s'est servi d'un appareil qui avait été construit pour un autre usage, mais qui parut convenir très-bien à cet objet, ainsi qu'à la détermination de la chaleur latente de la vapeur.

Les thermomètres qui ont été employés dans ces expériences, avaient

Dans une première série d'expériences, Southern trouva que la chaleur latente de la vapeur aqueuse est représentée par les nombres :

515,5 sous la pression de 1016 mm
541,1 .... » 2032
534,0 .... » 3048

été construits et gradués avec le plus grand soin : les tubes avaient été calibrés exactement, et le point d'ébullition de chacun d'eux a été déterminé d'après les règles prescrites en 1777 par la commission de la Société royale (c'est-à-dire les boules et les tubes étant plongés dans la vapeur, lorsque le baromètre se trouvait à 29,8 pouces, ce qui donne la température que l'on appelle 212°F), et dans toutes les expériences, on mettait la boule et toute la partie du tube qui renfermait le mercure dans la vapeur ou dans l'eau dont on voulait noter la température. Pour placer le thermomètre dans la vapeur, on le glissait à travers une boîte à étoupe ou un collier bien serré, de manière que la colonne de mercure dépassât la paroi du vase d'une petite quantité.

Un cylindre de 3,16 pouces de diamètre était placé au milieu de la vapeur. La vapeur qui remplissait ce cylindre était chassée au moyen d'un piston de 18 pouces de longueur et de 0,86 pouce de diamètre, dont le mouvement était régularisé par la rotation d'une manivelle. Le piston, en descendant dans le cylindre, diminuait sa capacité, et la quantité de vapeur, qui sortait de ce cylindre à chaque coup de piston, pouvait être considérée comme égale à la partie plongée du piston, c'est-à-dire à 130,7 pouces cubes. Cependant, comme le piston ne s'élevait pas assez haut pour toucher la base supérieure du cylindre, et qu'il restait inévitablement un espace entre la soupape et le cylindre, on en tint compte, et on évalua cet espace à 1,7 pouce cube. Si la force élastique de la vapeur avait été toujours égale à celle de l'atmosphère, il n'y aurait eu aucune addition à faire aux 130,7 pouces cubes. Mais dans les trois expériences dont il va être question, cette force élastique a été plus grande de $\frac{1}{3}$, $\frac{5}{3}$ et $\frac{9}{3}$ que la pres-

Dans une seconde série, qu'il regarde comme plus exacte que la première, le même physicien a trouvé

523,3	sous la pression de	1016
523,3	»	2032
527,7	»	3048

Southern conclut, de ces expériences, que *la chaleur latente de vaporisation*, c'est-à-dire, *la chaleur absorbée dans le passage de l'état liquide à l'état gazeux, est constante pour toutes les pressions, et que l'on obtient la chaleur totale, en ajoutant à la chaleur latente constante le nombre qui représente la température de la vapeur.*

---

sion de l'atmosphère; il faut donc ajouter :

Dans la première expérience	$1,7 \times \frac{1}{3} = 0,57$, ce qui donne		p. c. 131,27
Dans la seconde	$1,7 \times \frac{5}{3} = 2,83$	—	133,53
Dans la troisième	$1,7 \times \frac{9}{3} = 5,1$	—	135,8

pour les quantités de vapeur chassées à chaque coup de piston; et par conséquent, le nombre des coups de piston qui en chasserait un pied cube est

Dans la première expérience	13,164
Dans la seconde	12,941
Dans la troisième	12,724

La vapeur, après avoir soulevé une soupape, sortait du cylindre par un tuyau de fer fixé lui-même à un petit tuyau de cuivre qui était recourbé à son extrémité et plongeait d'une petite quantité dans un réservoir d'eau. Ce réservoir était en bois; on l'avait peint en blanc à l'intérieur et à l'extérieur; sa largeur était d'environ 30 pouces et sa profondeur de 26 pouces. La quantité d'eau froide que l'on avait placée dans le réservoir, était déterminée par une pesée, et l'augmentation de poids qu'elle subissait pendant la durée de l'expérience, donnait le poids de la vapeur condensée.

La force élastique de la vapeur se déterminait par la hauteur de la co-

Cette loi est connue des physiciens sous le nom de *loi de Southern.*

---

lonne de mercure qui lui faisait équilibre dans un manomètre à mercure, et le nombre des coups de piston était mesuré sur un compteur.

Les éléments de ces expériences se trouvent réunis dans le tableau suivant :

Numéro de l'expérience.	Durée de l'expérience en minutes.	Nombre total des coups de piston.	Nombre de coups par minute.	Poids de l'eau dans le réservoir au commencement.	Température de l'eau.	Poids de la vapeur condensée.	Température finale de l'eau dans le réservoir.	Accroissement de température.	Élasticité de la vapeur.	Température de la vapeur.
	′			liv.	o	liv.	o	o	pouces.	o
1	121 $\frac{3}{4}$	5154	42,3	721 $\frac{3}{4}$	45 $\frac{2}{3}$	20,25	76	30 $\frac{1}{3}$	40	229
2	51 $\frac{1}{2}$	2434	41,4	722	48	20,00	80 $\frac{1}{4}$	32 $\frac{1}{4}$	80	270
3	38 $\frac{1}{4}$	1599	41,8	722	48	19,45	79 $\frac{3}{4}$	31 $\frac{3}{4}$	120	295

Si l'on divise le nombre de coups de piston observé dans chaque expérience, par le chiffre qui représente, dans chaque expérience, le nombre de coups de piston nécessaire pour lancer un pied cube de vapeur, on obtient les nombres de pieds cubes de vapeur expulsée. Ces nombres sont :

Dans la première expérience............ $\frac{5154}{13{,}164} = 391{,}53.$

Dans la seconde...................... $\frac{2434}{12{,}941} = 188{,}09.$

Dans la troisième..................... $\frac{1599}{12{,}724} = 125{,}66.$

Si l'on multiplie le poids de l'eau provenant de la condensation de la vapeur dans chaque expérience, par 27,65 qui représente le nombre de pouces cubes d'eau pesant une livre, et si l'on divise ensuite le produit par le nombre de pieds cubes de la vapeur condensée, on aura pour quotient le nombre de pouces cubes d'eau nécessaire à la formation de

Clément et Desormes firent, en 1819, de nouvelles expériences sur ce sujet. Ils se servirent d'une grande chaudière,

---

chaque pied cube de vapeur; et par conséquent aussi les densités relatives de la vapeur.

Ainsi

$\frac{20,25 \times 27,65}{391,53} = 1,430$ pouces cubes d'eau nécessaires à la formation d'un pied cube de vapeur.

$\frac{20,00 \times 27,65}{188,09} = 2,940.$

$\frac{19,45 \times 27,65}{125,66} = 4,279.$

quantités qui sont entre elles comme les nombres 40 : 82,24 : 119,70, tandis que les élasticités correspondantes sont entre elles comme 40 : 80 : 120.

Ces résultats semblent conduire à cette conclusion : *La densité de la vapeur aqueuse est, sinon exactement, du moins à peu près proportionnelle à son élasticité.* On peut affirmer, en tous cas, qu'il en est ainsi dans les limites de ces expériences.

Les trois expériences que nous venons de rapporter, peuvent servir à calculer la chaleur latente de la vapeur dans les trois cas.

Soient :

W le poids de l'eau froide,

T sa température,

w le poids de la vapeur condensée,

t la température de l'eau échauffée à la fin de l'expérience,

x la somme de la chaleur latente et de la chaleur sensible de la vapeur condensée.

Nous aurons :

$$x = \frac{(W + w)t - WT}{w}.$$

L'on obtient ainsi pour les trois expériences :

Pour la première.................. $x = 1157^\circ$.
Pour la seconde.................. $x = 1244^\circ$.
Pour la troisième.................. $x = 1256^\circ$;

dans laquelle l'eau pouvait être mise en ébullition sous différentes pressions, et ils firent condenser des quantités

---

et si l'on en retranche les températures de la vapeur, il vient:

Première expérience..................	1157 — 229 = 928.
Deuxième........................	1244 — 270 = 974.
Troisième..........................	1256 — 295 = 961.

Trois nouvelles expériences furent faites dans le but de déterminer les chaleurs latentes de la vapeur sous les mêmes pressions, c'est-à-dire, sous les pressions de 40, 80 et 120 pouces de mercure. On a employé dans ces expériences le même générateur de vapeur que dans les précédentes, et à l'extrémité d'un tuyau de fer qui était adapté au générateur, on fixa un petit tuyau de cuivre (de $\frac{5}{8}$ de pouce de diamètre environ), qui fut recourbé de manière à plonger de 1 ou 2 pouces dans l'eau du réfrigérant. L'extrémité de ce tuyau se terminait par un disque épais de cuivre, percé d'un trou circulaire de $\frac{58}{1000}$ de pouce en diamètre, par où la vapeur arrivait du bouilleur dans l'eau froide. L'eau, destinée à absorber la chaleur provenant de la condensation de la vapeur, était contenue dans un vase de fer-blanc pesant 3 liv., 77, correspondant pour sa capacité calorifique à 1/2 liv. d'eau. L'eau placée dans ce vase pesait 28 liv.

Le tableau suivant renferme les éléments de ces expériences :

Numéro de l'expérience.	Durée de l'expérience.	Poids de l'eau froide.	Température de cette eau, en degrés Fahrenheit.	Température finale, en degrés Fahrenheit.	Accroissement de température.	Poids de l'eau condensée.	Température de la vapeur, en degrés Fahrenheit.	Tension de la vapeur.
		liv.	o	o		liv.	o	pouces.
1	12',45"	28 $\frac{1}{2}$	48	80	32	0,878	229	40
2	5',50"	28 $\frac{1}{2}$	48	81 $\frac{1}{3}$	33 $\frac{1}{3}$	0,857	270	80
3	4',0	28 $\frac{1}{6}$	47 $\frac{3}{4}$	81	33 $\frac{1}{4}$	0,826	295	120

égales de vapeur dans un réfrigérant qui renfermait, dans chaque expérience, une même quantité d'eau froide prise à la même température. Ils reconnurent ainsi que l'eau du ré-

---

On déduit de là :

	Somme de la chaleur latente et de la chaleur sensible.	Chaleur latente seule.
1	1119	890.
2	1190	920.
3	1228	933.

Ces nombres ne sont pas tout à fait exacts, parce que le vase de fer-blanc abandonnait une quantité notable de chaleur à l'air ambiant. On a cherché à déterminer cette quantité de chaleur par des expériences directes. On trouva que, lorsque la température de l'eau était de 80°, il y avait une perte de 1° en 5 minutes. Lorsque l'eau n'était qu'à 60°, le refroidissement de 1° exigeait 10 1/2 minutes. Ainsi, avec une température moyenne de 65°, il y avait perte de 1° en 8′ ; et comme l'excès de température sur celle de l'air ambiant, au commencement et à la fin, était sensiblement le même dans les trois expériences, on pouvait admettre que la perte de température était proportionnelle à la durée de chacune d'elles. Ainsi il faudrait ajouter aux températures finales :

Dans la première expérience	$1°,\frac{5}{8}$.
Dans la seconde	$\frac{3}{4}$.
Dans la troisième	$\frac{1}{2}$.

On trouve alors :

	Somme de la chaleur latente et de la chaleur sensible.	Chaleur latente seule.
1	1171	942.
2	1212	942.
3	1245	950.

Il est important de remarquer que, dans le calcul de la première série d'expériences, on n'a pas tenu compte de la chaleur perdue par le vase ; cette chaleur perdue a dû être considérable, surtout dans la première expérience, qui a duré plus de 2 heures ; de sorte que le nombre donné par cette première expérience est nécessairement trop petit.

frigérant prenait, à la fin de chaque expérience, la même température finale, quelle que fût la pression sous laquelle la vapeur s'était formée. Les expériences de Clément et Desormes confirmaient donc la loi de Watt.

Le travail de ces physiciens n'est connu que par un extrait publié par M. Thenard dans son *Traité de Chimie*, tome I, page 78, et qui lui a été communiqué par l'un d'eux. On trouvera cet extrait dans la note (1).

---

(1) Les expériences de MM. Clément et Desormes ont été faites de la manière suivante : ils avaient une grande chaudière à vapeur, dans laquelle celle-ci pouvait acquérir une force expansive de plusieurs atmosphères. Un tuyau de cuivre d'un petit diamètre pouvait conduire la vapeur, lorsqu'on en permettait l'issue en ouvrant un robinet, dans un baquet qui contenait une masse d'eau froide de 290 kilogr. Un manomètre, placé sur le tuyau conducteur de la vapeur, indiquait sa tension, et un thermomètre marquait sa température.

Dans une première expérience, la vapeur avait une tension de 4 atmosphères et une température de 152° 1/2. On a laissé introduire 14 1/2 kilog. de vapeur dans l'eau froide ; le temps de l'introduction n'a été que de deux minutes. La température de l'eau était auparavant de 20°, et après de 49° 1/4.

Ainsi la quantité de chaleur avant l'expérience est représentée par 290 kil. à $+ 20° = 5800$ unités.
Après l'introduction de la vapeur, elle est devenue.............. 304 50 à $+ 49° \frac{1}{4} = 14972$.
Ainsi les 14 $\frac{1}{2}$ kil. ont apporté........................ 9172.
Et par conséquent un kilo a apporté................ 632.

On a cru devoir ajouter quelque chose à ce résultat immédiat de l'expérience pour les pertes de chaleur qui ont lieu pendant sa durée ; mais celle-ci a été si courte, que MM. Clément et Desormes croient indiquer un maximum, en portant à 650 unités la quantité de chaleur constituante d'un kilogramme de vapeur, leur unité de chaleur étant égale à celle qui peut élever un kilogramme d'eau d'un degré de notre thermomètre centigrade.

La même expérience, répétée sur la même quantité de vapeur, avec le

Pour compléter l'historique des tentatives qui ont été faites pour résoudre directement la question qui nous occupe, il me reste à dire que M. Despretz indique dans son *Traité de Physique*, quatrième édition, page 212, qu'il a fait quelques expériences pour déterminer la chaleur latente de la vapeur d'eau sous de grandes pressions, mais qu'il a été arrêté par la difficulté de construire des appareils qui pussent résister à ces pressions; que néanmoins il croit pouvoir conclure, de ses expériences, que la chaleur totale de la vapeur est croissante avec la température. M. Dulong serait arrivé de son côté à une conclusion semblable. (Voyez *Cours de Physique* de M. Lamé, tome I, page 487, 1ère édition.)

Les mécaniciens, pour la plupart, ont admis la loi de Watt, qui est très-commode dans les calculs, et qui d'ailleurs leur a paru confirmée par cette observation pratique, qu'il faut à peu près la même quantité de combustible, pour produire un kilogramme de vapeur sous basse ou sous haute pression.

M. de Pambour (*Traité des Locomotives*, etc., deuxième édition, chap. II et VII) trouve une confirmation de la loi de Watt dans des expériences qu'il a faites sur une locomotive. Cet habile mécanicien a observé que la vapeur se formant dans une chaudière, sous une pression absolue variant

---

même appareil, le même jour, et avec une égale quantité d'eau froide; enfin, dans des circonstances toutes semblables, à cela près que la vapeur avait d'autres tensions et d'autres températures, la même expérience, disons-nous, a eu précisément le même résultat. Il était beaucoup plus facile d'apercevoir la similitude que des différences, s'il s'en était présenté, et ce résultat est peut-être mieux mis hors de doute par cette circonstance, que par la grandeur de l'appareil et les soins apportés à l'exécution de cette curieuse expérience.

de 2,7 à 4,4 atmosphères, et s'échappant dans l'atmosphère avec une pression absolue de 1,40 à 1,03 atmosphère, présente exactement la même température, à sa sortie, que si elle était à l'état de saturation. Cette circonstance s'accorde avec la loi de Watt; tandis que, d'après la loi de Southern, la vapeur devrait sortir à une température plus élevée, qui, théoriquement, serait la même que celle que la vapeur possède dans la chaudière. Mais pour que les conclusions de M. de Pambour soient rigoureuses, il faut admettre que la vapeur n'éprouve aucun refroidissement pendant son passage à travers la machine : condition difficile à réaliser, même avec les dispositions que l'on a adoptées à cet effet dans les machines locomotives; de plus, il faut supposer que la vapeur entre parfaitement *sèche* dans la machine, sans entraînement de particules liquides, condition bien difficile à remplir, surtout dans les locomotives, à cause du jeu rapide des tiroirs, et il suffit de la présence d'une bien petite quantité d'eau liquide, pour expliquer le refroidissement de la vapeur et son état de saturation permanent, lors même que la loi de Southern serait la véritable.

Enfin, plusieurs auteurs ont cherché à démontrer *à priori* l'exactitude de la loi de Watt ou de celle de Southern, en se fondant sur des considérations physiques ou mécaniques plus ou moins ingénieuses. Je ne m'arrêterai pas ici à discuter ces spéculations qui reposent toujours sur des principes contestables : il est clair que la question qui nous occupe, ne peut être décidée que par des expériences directes, et l'historique détaillé que je viens de donner de toutes celles qui ont été faites jusqu'à ce jour, montre qu'elles sont loin de suffire à sa solution.

Avant de passer à la description des appareils que j'ai employés pour déterminer la chaleur latente de la vapeur d'eau sous diverses pressions, il me paraît convenable de m'arrêter un moment sur la méthode des mélanges, et de la discuter, afin de bien établir les causes d'erreur et d'incertitude qu'il faut éviter; on comprendra ensuite plus facilement le but des dispositions que j'ai adoptées.

L'appareil au moyen duquel on détermine la chaleur latente des vapeurs par la méthode des mélanges, consiste essentiellement en une cornue A, planche II, *fig.* 32, contenant le liquide dont on veut déterminer la chaleur latente de vaporisation et en un calorimètre C, qui renferme un serpentin dans lequel le liquide vaporisé se condense. La cornue communique avec le serpentin au moyen d'un col *abc*, courbé en *b*. Ce col se compose d'une première partie ascendante *ab*, disposée de façon à ce que la vapeur, qui s'y condense, retombe dans la chaudière, et d'une partie descendante *bc*, très-courte, qui se rend dans le serpentin. Le changement de direction est brusque en *b*; toute la vapeur qui se condense au delà de *b* se rend dans le serpentin, et est considérée comme ayant abandonné sa chaleur latente au calorimètre. Le liquide condensé reste dans une boîte B placée au bout du serpentin; on le fait couler à la fin de l'expérience, de manière à en déterminer le poids.

Soient :

p le poids du liquide condensé dans le serpentin ;

P le poids de l'eau du calorimètre, augmenté du poids de l'eau, qui équivaut, par sa capacité calorifique, au calorimètre et au serpentin ;

t_0 la température initiale de l'eau du calorimètre;

t_1 la température finale;

T la température de la vapeur;

c la chaleur spécifique du liquide, celle de l'eau étant prise pour unité;

λ la chaleur latente de la vapeur.

Nous aurons :

$$p\lambda + pc(T - t_1) = P(t_1 - t_0),$$

d'où

$$\lambda = \frac{P(t_1 - t_0) - pc(T - t_1)}{p}.$$

Cette expression a besoin de subir plusieurs corrections pour donner réellement la chaleur latente cherchée.

1° La distillation du liquide demande toujours un temps assez long, pendant lequel le calorimètre perd une certaine quantité de chaleur par rayonnement et par le contact de l'air ambiant; la température finale t_1 se trouve donc plus basse qu'elle n'eût été, si cette déperdition de chaleur n'avait pas eu lieu.

Rumford a proposé, pour éliminer cette cause d'incertitude, de prendre l'eau du calorimètre à une température initiale inférieure de quelques degrés à la température de l'air ambiant, et de faire durer le passage de la vapeur jusqu'à ce que cette eau eût pris une température supérieure à celle de l'air ambiant, du même nombre de degrés dont elle se trouvait précédemment au-dessous. On diminue certainement beaucoup de cette manière la valeur absolue de la correction, mais on ne la fait pas disparaître entièrement. Les quantités de chaleur, gagnées et perdues dans les deux moitiés de l'expérience, seraient peut-être égales, si le refroidissement et le réchauffement avaient lieu uniquement par voie

de rayonnement; mais elles sont en réalité différentes, quand on fait l'expérience dans l'air, et surtout dans l'air agité. D'ailleurs, on ne peut mettre que rarement dans le calorimètre de l'eau à une température de 5° à 6° au-dessous de la température ambiante, sans déterminer un dépôt de rosée à la surface du calorimètre. Cette rosée, en s'évaporant plus tard, dans le cours de l'expérience, est une nouvelle cause de perturbation.

On détermine ordinairement cette correction par le calcul, en appliquant, au refroidissement du vase, la loi de Newton, c'est-à-dire que l'on suppose que la vitesse du refroidissement du vase est proportionnelle à l'excès de sa température sur le milieu ambiant. Si l'on désigne par τ la température du milieu ambiant, par t la température variable du calorimètre, enfin par x le temps, on a :

$$\frac{dt}{dx} = -A(t-\tau).$$

La constante A est déterminée par des expériences directes sur le refroidissement de l'appareil.

En divisant la durée de l'expérience en éléments $\Delta x = 1'$, on peut supposer t constant et égal à sa valeur moyenne pendant les n minutes. La valeur de la correction est alors

$$\Sigma\Delta t = -A(t-\tau)n\Delta x.$$

La loi de Newton donnerait peut-être cette correction avec une exactitude suffisante, si le refroidissement avait lieu dans le vide, ou au moins dans de l'air très-peu agité; mais elle devient inexacte dans de l'air en mouvement, surtout si l'air est très-différemment agité dans les divers moments de l'expérience. Il devient même souvent très-difficile de savoir

quelle est la valeur de τ qu'il faut adopter pour la température de l'air extérieur.

Je ne connais aucun moyen de déterminer cette correction avec précision, et il convient de disposer l'expérience de façon à rendre la correction aussi petite que possible. La manière la plus sûre de parvenir à ce résultat consiste à donner à l'appareil des dimensions considérables. On ralentit aussi un peu la vitesse de refroidissement du calorimètre, en plaçant ce vase dans un second vase en métal très-mince, recouvert intérieurement de coton cardé ou de duvet de cygne.

2° Une seconde correction, plus incertaine encore que la première, provient de ce que le tuyau, qui mène la vapeur dans le serpentin, lui apporte en même temps une certaine quantité de chaleur par conductibilité intérieure. Il est impossible, dans la manière ordinaire d'opérer, de déterminer cette correction avec quelque certitude.

La quantité de chaleur perturbatrice, ainsi apportée, varie avec la position du coude *b* sur le tuyau. La partie *ab* du tuyau peut être considérée comme échauffée par la portion de la vapeur qui se condense le long de ses parois et retombe dans la cornue. Or, en supposant qu'aucune parcelle de vapeur ne franchisse le plan $\alpha\beta$ qui passe par *b*, le calorimètre n'en recevrait pas moins une certaine quantité de chaleur, qui lui arriverait par conductibilité intérieure le long du tube *bc*.

Il est clair que cette portion de chaleur sera un maximum, lorsque le coude *b* sera placé immédiatement à l'entrée du calorimètre; qu'elle diminuera au contraire, à mesure que l'on donnera à *bc* une longueur plus grande : elle diminuerait

également en formant le tube *bc* avec une substance mauvais conducteur de la chaleur.

Mais si *bc* a une longueur sensible, il survient une cause d'erreur qui agit en sens contraire de la première : toute la partie de la vapeur qui a franchi la limite $\alpha\beta$, est considérée comme vapeur active sur le calorimètre. Or, une portion de la chaleur, abandonnée par cette vapeur pendant son trajet dans le tube *bc*, se perd par rayonnement et par le contact de l'air froid extérieur. Cette perte de chaleur est d'autant plus grande que la partie *bc* du tube est plus longue. On conçoit facilement que, dans chaque expérience faite sur un liquide déterminé, il y ait une position du coude *b* telle, que le gain de chaleur provenant de la première cause, et la perte de chaleur provenant de la seconde, se compensent : mais il est difficile de déterminer cette position *à priori*.

3° La vapeur, qui pénètre dans le calorimètre, entraîne nécessairement des particules de liquide. En supposant même que la vapeur soit parfaitement sèche dans la chaudière, à l'endroit où elle pénètre dans le col *ab*, elle éprouve nécessairement, en traversant ce col, un refroidissement qui détermine la précipitation d'une partie de la vapeur à l'état liquide. La plus grande portion de ce liquide retourne à la chaudière le long des parois; mais une partie notable reste à l'état de brouillard, et est entraînée dans le calorimètre par le courant gazeux.

L'inconvénient que je viens de signaler, se présente surtout au commencement et à la fin de l'expérience. Au commencement, il y a encore de l'air dans la cornue; cet air est chassé par la vapeur qui se développe ; mais, en se dégageant à travers le serpentin, il entraîne nécessairement une certaine

quantité de vapeur qui s'y condense. On ne tient d'ailleurs aucun compte de la chaleur fournie par cette condensation, parce que l'on ne commence à noter la température initiale t_0, qu'au moment où la distillation est devenue très-active. De plus, dans les premiers instants de la distillation, le tube *ab* n'est pas encore échauffé, la condensation de la vapeur y est abondante, et il y a nécessairement entraînement de beaucoup de liquide. On termine ordinairement l'expérience en retirant le foyer qui se trouve sous la chaudière; mais la distillation ne s'arrête pas immédiatement, elle s'affaiblit graduellement, et, dans les derniers moments de la distillation, il survient des perturbations analogues à celles qui avaient lieu au commencement.

4° Dans les expériences que l'on a faites pour déterminer la chaleur latente de la vapeur sous des pressions plus considérables que celle de l'atmosphère, la vapeur se développait dans une chaudière sous haute pression; mais, immédiatement au sortir de la chaudière, dans le tuyau qui la conduisait au calorimètre, cette vapeur descendait à la pression même de l'atmosphère. Or il est difficile de dire ce qui se passe dans cette énorme dilatation que subit ainsi la vapeur; il peut en résulter une perte de chaleur considérable, surtout lorsque le tube conducteur est très-long, comme cela a lieu inévitablement, si l'on utilise pour cette expérience la chaudière d'une machine à vapeur.

Il me paraît tout à fait nécessaire que la vapeur soit amenée, jusque dans le serpentin, avec la force élastique qu'elle possède dans la chaudière.

5° L'eau, qui s'est réunie dans la caisse B du serpentin, ne possède pas exactement la même température que l'eau am-

biante du calorimètre, au moment où l'on note la température maximum de celle-ci. Lorsque les expériences sont faites seulement sous la pression de l'atmosphère, on peut évaluer la différence de température avec une exactitude suffisante, par l'indication d'un petit thermomètre dont le réservoir se trouve placé au centre de la boîte B; mais ce moyen n'est plus applicable, quand la condensation de la vapeur a lieu sous haute pression.

Après cette discussion préliminaire, je passe à la description des appareils.

Les parties essentielles sont :

1° Une chaudière A,

2° Un condenseur D,

3° Un réservoir à air EF qui fait l'office d'atmosphère artificielle,

4° Un système de deux calorimètres complétement semblables C, C',

5 Un robinet distributeur de vapeur R,

6° Un manomètre à mercure,

7° Une pompe foulante à air.

1° La chaudière est formée par une cuve en tôle de 12 millimètres d'épaisseur; le diamètre de cette cuve est de $0^{m},64$, sa hauteur de $0^{m},80$. La cuve porte un anneau en fonte LL', sur lequel s'adapte le couvercle de la chaudière, au moyen de très-forts boulons à vis et avec interposition d'un joint au minium. Le couvercle en fonte, de 30 millimètres d'épaisseur, porte deux tubulures $L_1L'_1$ et T. La tubulure supérieure $L_1L'_1$ est fermée par une plaque en fonte, dans laquelle sont ajustés hermétiquement trois tubes en fer bouchés par le bas. Ces tubes sont destinés à recevoir les thermomètres qui doivent

indiquer les températures de la vapeur et de l'eau de la chaudière. Deux de ces tubes ont 10 millimètres de diamètre intérieur: l'un d'eux descend jusque vers le bas de la chaudière; l'autre ne descend pas jusqu'au milieu, et n'atteint jamais au niveau de l'eau. Ces deux tubes doivent recevoir des thermomètres à mercure. Le troisième tube a un diamètre intérieur de 30 millimètres; il est destiné à recevoir le réservoir d'un thermomètre à air.

La chaudière a une capacité totale de 300 litres environ; on y place 150 litres d'eau que l'on introduit par une ouverture pratiquée sur le couvercle $L_1L'_1$. Cette ouverture est bouchée, pendant les expériences, au moyen d'un boulon à vis et d'un disque annulaire de plomb interposé.

La chaudière est établie sur un fourneau en briques, muni d'une cheminée en tôle très-élevée et d'un registre W destiné à régulariser le tirage. Le fond de la chaudière et une hauteur au plus de 1 décimètre des parois latérales sont seulement soumis à l'action directe du feu, afin d'éviter que la vapeur ne puisse se suréchauffer. On brûle ordinairement du coke sur la grille, quelquefois cependant un mélange de coke et de houille.

La tubulure T reçoit un tube de cuivre TT' destiné à conduire la vapeur au robinet régulateur R.

Il fallait chercher à se mettre à l'abri de la condensation de la vapeur dans le tuyau de conduite, ainsi que de l'entraînement de l'eau liquide. La première condition à remplir pour cela, était d'empêcher le refroidissement du tuyau de conduite par l'air ambiant. A cet effet, on a adopté une disposition telle, que la vapeur, qui doit arriver aux calorimètres, se trouve enveloppée, pendant tout son trajet, par une couche

épaisse de vapeur qui ne doit pas servir à l'expérience, mais qui est puisée dans la même chaudière, et possède par conséquent exactement la même température.

Le tube qui conduit la vapeur au robinet distributeur R, et par suite aux calorimètres, a 35 millimètres de diamètre intérieur; il est maintenu dans l'axe du tuyau TT′ qui a 9 centimètres de diamètre. Le tuyau TT′ n'a pas d'issue du côté du robinet R, comme on le voit, *fig.* 17, planche VII, qui représente une coupe du robinet distributeur; mais un petit tube $s_1 s_2 s_3$ donne issue à la vapeur et la conduit directement au condenseur. Un robinet R_2 (pl. IV) permet de régulariser ce courant de vapeur. Le tuyau intérieur *OO′* (*fig.* 17, planche VII) ne s'arrête pas à la tubulure T; il pénètre à l'intérieur de la chaudière, et y fait deux tours entiers sous forme de serpentin; son orifice d'entrée se trouve au centre de la chambre de vapeur de la chaudière. Ainsi la vapeur, puisée au centre de la chaudière, est obligée de circuler dans un serpentin qui présente une longueur de 4 mètres dans l'intérieur même de la chaudière; puis elle se rend au robinet distributeur R, sans être soumise à une cause de refroidissement, puisque le tube *OO′*, qu'elle traverse, se trouve dans l'axe d'un manchon, dans lequel circule de la vapeur qui possède la même température.

2° Le condenseur est un cylindre D en tôle de 12 millimètres d'épaisseur. Ce cylindre est placé dans un grand réservoir en tôle V_1V_2 rempli d'eau froide, et qui maintient constamment le cylindre à une basse température. Le condenseur porte plusieurs tubulures en bronze : une première tubulure α portant un robinet R_1, par laquelle le condenseur communique avec la partie inférieure du robinet

distributeur R, par l'intermédiaire du tube de cuivre $\alpha\alpha_1\alpha_2$.

La seconde tubulure β fait communiquer le condenseur avec une boîte en bronze à 5 tubulures M, qui sert, comme nous le verrons plus loin, à distribuer uniformément la pression dans tout l'appareil. Le tube de cuivre $\beta\beta_1\beta_2$ établit cette communication.

Une tubulure inférieure, munie d'un robinet R_3, sert à faire écouler le liquide condensé.

Enfin un indicateur du niveau de l'eau $h_1h'_1$ est adapté à une des parois du condenseur, et montre à chaque instant la quantité d'eau qui est passée dans le condenseur, et la manière dont marche la distillation.

Le condenseur D a une capacité de 60 litres; l'eau qui l'environne doit être maintenue à une basse température, et par conséquent être constamment renouvelée. Le réservoir X fournit l'eau nécessaire pour cet objet; cette eau descend par le siphon t_6t_7, et son écoulement peut être régularisé au moyen du robinet r_3. L'eau froide se rend d'abord dans un manchon M'N' qui enveloppe la branche verticale du tube $\beta\beta_1$ et achève la condensation de la vapeur, dans le cas où elle n'aurait pas été complète dans le condenseur D. Cette eau descend ensuite par le petit tube $t_1t_2t_3$ jusqu'au fond du vase V_1V_2, tandis que l'eau échauffée s'écoule par un déversoir de superficie dans le vase G, et de là par le tube t_4t_5 dans un puisard O_1, planche IV.

3° Le réservoir à air EF est formé par un cylindre en tôle de 12 millimètres d'épaisseur : le diamètre de ce cylindre est de $0^m,72$, sa longueur $1^m,40$, et par conséquent sa capacité totale de 600 litres environ. Ce cylindre est placé dans un bassin Y; il est maintenu au moyen de deux barres en

fer. Il porte sur son arête supérieure une pièce en bronze à deux tubulures et munie d'un robinet R_4. Par sa tubulure verticale et par l'intermédiaire du tube tt', le réservoir à air communique avec la pompe foulante à air ; il communique avec la boîte M par sa tubulure horizontale δ_2, et par l'intermédiaire du tube $\delta\delta_1$.

4° La disposition des calorimètres se comprend plus facilement dans la figure 10, planche VII, qui en représente une section verticale, ainsi qu'une coupe du robinet distributeur.

Les calorimètres consistent en deux cylindres de cuivre rouge, recouverts par des couvercles très-minces en métal. Un robinet *s*, placé au point le plus bas du fond des cylindres, permet de faire écouler l'eau contenue.

Le serpentin consiste en une première boule A en cuivre rouge, de 2 millimètres d'épaisseur, dans laquelle arrive immédiatement la vapeur à condenser. L'eau liquide, ainsi que la vapeur qui n'a pas été condensée, se rendent par le tube *gh* dans une seconde boule B, semblable à la première, qui porte à sa partie inférieure un robinet r_1 placé au dehors du calorimètre. La même boule B porte une tubulure supérieure *a*, par laquelle elle communique avec un serpentin en cuivre qui sort des calorimètres suivant le tube $de\gamma_1$. En γ_1 se trouve une bride, au moyen de laquelle on ajuste le serpentin aux tubes de cuivre $\gamma_1\gamma$ (Pl. V), qui le mettent en communication avec la boîte M. Le tube $de\gamma_1$ du serpentin (Pl. VII, *fig.* 10) est maintenu dans l'axe du calorimètre par une lame étroite de cuivre *bdc*.

Un agitateur, composé de deux disques en cuivre évidés, comme le montre la figure 11, sert à mélanger continuellement les couches d'eau du calorimètre pendant les expé-

riences. Les deux disques sont montés sur des tringles verticales en métal, de telle façon que, lorsque l'agitateur est au point le plus bas de sa course, le disque inférieur se trouve à deux centimètres du fond du calorimètre, tandis que le disque supérieur se trouve vers le milieu. Les tringles verticales sont attachées en η, η', à une tige horizontale coudée, fixée en μ_1 sur un cylindre de cuivre qui peut s'élever le long d'une colonne en cuivre $\mu\mu_1$. Cette colonne est fixée d'une manière invariable sur les deux potences $\mu\nu$ et $\mu_1\nu_1$ scellées dans le mur.

Le cylindre mobile porte deux poulies ρ_2,ρ_2, sous lesquelles passent deux cordes qui sont attachées, par une de leurs extrémités, au disque ρ_3 fixé sur la colonne de cuivre immobile. Ces deux cordes se réunissent en une seule, et vont passer sur une poulie de renvoi ρ_1 attachée au mur opposé. En tirant la corde par le manche ρ, on soulève le système des deux agitateurs, et en abandonnant la corde, tout le système descend par son propre poids. On obtient de cette manière une agitation parfaitement égale dans les deux calorimètres.

La course totale des agitateurs est égale à la moitié de la hauteur des calorimètres.

Dans chaque expérience, on introduit dans les calorimètres le même volume d'eau qui est mesuré au moyen du vase jaugeur H. Ce vase, en tôle galvanisée, est fixé d'une manière invariable sur un collier scellé dans le mur; il est surmonté d'un entonnoir placé au-dessous du robinet R_6 du bassin X. Le vase jaugeur porte une tubulure supérieure dans laquelle se trouve mastiqué un tube de verre $h_2 h'_2$. On a tracé sur ce tube un trait de repère correspon-

dant au plan horizontal $m_3 n_3$ qui passe au milieu de la tubulure étroite par laquelle l'entonnoir supérieur communique avec le vase jaugeur. C'est à ce trait que l'on affleure chaque fois le niveau de l'eau.

Au point le plus bas du vase jaugeur, se trouve soudé un robinet à trois branches, disposé de telle façon, que l'on peut envoyer à volonté l'eau du vase au calorimètre C par le tube $\zeta\zeta'$, ou au calorimètre C' par le tube $\xi\xi'$.

5° Le robinet distributeur de vapeur R se comprend principalement par les figures 17 et 18, planche VII, qui en représentent deux sections verticales rectangulaires, et par la figure 10, qui montre sa disposition entre les deux calorimètres.

Ce robinet se compose d'une boîte en bronze, coulée d'une seule pièce, formée par un premier espace annulaire *jlnm*, dans lequel arrive directement la vapeur par le tuyau O'O, et d'un espace central *hgik* légèrement conique, qui sert de boisseau à un robinet creux *abde*, dont la figure 19 représente une coupe. Deux tubes *o*C, *o'*C', venus à la même fonte, établissent la communication de l'espace central *hgik* avec chacun des calorimètres; mais le robinet creux *abde* permet d'établir à volonté, au moyen de l'ouverture latérale O, la communication avec le calorimètre C, ou avec le calorimètre C', ou d'intercepter complétement le passage de la vapeur dans les calorimètres.

La tige *f* du robinet passe dans la tubulure B, qui est fermée hermétiquement au moyen d'un anneau de chanvre graissé de caoutchouc fondu, que l'on refoule dans l'espace B à l'aide du boulon à vis A. Cette tige porte un manche $o_2 m$ (*fig.* 10), avec lequel on manœuvre le robinet: elle

est maintenue, dans la partie supérieure, par une pièce en fer vissée sur la potence $\mu_1 \nu_1$ (Pl. VI). Une vis de rappel *n* (*fig.* 10, Pl. VII) permet de relever le robinet et de le faire presser plus ou moins fortement contre son boisseau.

La boîte *jlmn* est fermée dans le bas par un couvercle en bronze tubulé *mnpp'* adapté au moyen d'un joint au minium, et qui fait communiquer le robinet régulateur avec le condenseur D par l'intermédiaire du tube $\alpha_1 \alpha$ (Pl. V et VI).

La jonction des tubulures *o*C et *o'*C' avec les serpentins présentait d'assez grandes difficultés, parce que j'exigeais cette condition, que toutes les pièces du raccord fussent placées dans l'intérieur des calorimètres, afin de conserver très-peu de masse aux parties extérieures. Le mode d'ajustement, que j'ai adopté, se comprend très-bien par les figures 10 et 18, planche VII.

Les tubulures *o*C et *o'*C' se terminent par deux pièces de raccord C*ss'*, venues à la même fonte, portant un pas de vis intérieur et un pas de vis extérieur. Le pas de vis intérieur sert à établir la communication avec le serpentin. A cet effet, le tube *ii'* de la *fig.* 10, dont une partie est représentée par *rq* dans la *fig.* 18, est terminé par un disque plan bien rodé qui vient s'appliquer dans une feuillure ménagée à l'intérieur du raccord C*ss'* au bout du pas de vis : une petite tresse de chanvre, imprégnée de mastic au minium, enveloppant le tube *qr*, est comprimée au moyen d'un écrou D contre le disque plan qui termine le tube *qr*, et rend la fermeture hermétique.

Le tube *qr* étant incliné vers la boule A, pour faciliter l'écoulement de l'eau qui provient de la condensation de la vapeur, il a fallu donner aux pièces C*ss'* une inclinaison

semblable. Cette circonstance a encore augmenté les difficultés de construction de la pièce dont nous nous occupons.

Reste maintenant à joindre l'ensemble de ces pièces à la paroi du calorimètre. Cette paroi est percée d'une ouverture circulaire un peu plus grande que le pas de vis extérieur du raccord Css'. Un anneau de cuir graissé est appliqué extérieurement au calorimètre, entre sa paroi et le disque ss'; un second anneau semblable est placé sur la paroi interne du calorimètre, et tout le système est serré au moyen d'un écrou annulaire EE' qui visse sur le pas de vis extérieur de la pièce Css'. Seulement, comme la paroi du calorimètre est verticale, et que la direction qr est inclinée, il a fallu interposer, entre l'écrou EE' et la paroi du calorimètre, un anneau en métal FF' ayant la forme d'un coin.

Ce mode d'ajustement présentait quelque difficulté, parce qu'il devait tenir hermétiquement sous des pressions de 15 à 20 atmosphères, bien qu'il fût traversé par de la vapeur ayant une température de 200°. Il remplissait cette condition de placer toutes les pièces métalliques du raccord dans l'eau des calorimètres, ce qui permettait de constater facilement, et à chaque instant, s'il ne se déclarait pas quelques fuites, et faisait disparaître une cause d'incertitude qui eût existé, si ces pièces avaient été placées au dehors, à cause de la petite quantité de chaleur qu'elles auraient enlevée à la vapeur.

6° et 7°. Le manomètre à mercure et la pompe foulante à air sont les mêmes appareils qui ont été décrits dans mon mémoire sur la compressibilité des gaz, page 343, et dans le mémoire sur les forces élastiques de la vapeur d'eau, page 541.

Le manomètre communique avec l'ensemble des appa-

reils, au moyen du tube λλ′ qui se rend à la boîte tubulée M.

Toutes les pièces qui constituent l'appareil ont été construites de façon à pouvoir résister à une pression de 20 atmosphères; mais la difficulté principale consistait à les rendre complétement imperméables à l'air, et à se mettre à l'abri des fuites d'air qui pouvaient avoir lieu par de petites fissures dans le métal ou dans les nombreux joints qu'il a fallu ménager.

Les cylindres en tôle boulonnée ont été arrosés à plusieurs reprises intérieurement et extérieurement avec une dissolution de sel ammoniac, puis abandonnés à l'action oxydante de l'air pendant plus d'un mois. On est arrivé ainsi à boucher, par la rouille, le plus grand nombre des fuites qui existaient dans les joints boulonnés.

L'appareil a été ensuite monté d'une manière complète, et au moyen de la pompe foulante à air on a comprimé, dans l'intérieur, de l'air sous une pression de 5 atmosphères. Les bassins, les calorimètres, etc., etc., ont été remplis d'eau, afin de mettre sous l'eau toutes les pièces qui en étaient susceptibles. Quant à celles qui ne pouvaient pas être mises sous l'eau, on les a examinées scrupuleusement, après les avoir mouillées avec de l'eau de savon. On a découvert ainsi un grand nombre de petites fissures, principalement dans les appareils en tôle; mais on est parvenu facilement à les boucher, en mattant le métal avec un burin. Quelques soufflures ont été reconnues également dans des pièces en bronze. Ces soufflures auraient pu être bouchées par une soudure à l'étain; mais comme ces pièces devaient être fortement chauffées pendant les expériences, j'ai jugé plus prudent d'en faire construire de nouvelles.

Les tubes de cuivre avaient été préalablement essayés à la presse hydraulique sous 20 atmosphères.

Après ces réparations, l'appareil ayant été remonté, on a foulé dans l'intérieur de l'air sous une pression de 10 atmosphères, et on l'a abandonné à lui-même pendant 24 heures. Au bout de ce temps, la colonne du manomètre n'avait baissé que de 1 décimètre, et cette faible diminution de la pression avait été produite en grande partie par un abaissement de température, et probablement aussi par une absorption d'oxygène opérée par les parois métalliques humides. Il fut d'ailleurs impossible de constater la moindre fuite au moyen de l'eau de savon.

Après cette épreuve, l'appareil fut jugé en état de servir aux expériences.

I. *Chaleur totale de la vapeur d'eau sous la pression de l'atmosphère.*

Je commencerai par décrire les expériences qui ont été faites sous la pression de l'atmosphère; une grande partie des pièces de l'appareil devient inutile dans ce cas.

On fait communiquer l'appareil avec l'air extérieur, en enlevant le robinet R_4 du réservoir à air; mais on le laisse en communication avec le manomètre à mercure, parce que cela permet de constater qu'il n'y a pas un excès de pression sensible dans l'appareil pendant la distillation.

On introduit dans la chaudière environ 150 litres d'eau, et on dispose dans les tubes en fer deux thermomètres à mercure, de telle façon que la colonne de mercure sorte à peine

de la chaudière; on observe ces thermomètres au moyen d'une lunette horizontale.

Toutes les parties de l'appareil traversées par le courant de vapeur et exposées à l'air extérieur, sont enveloppées par plusieurs doubles de couvertures de flanelle et par des bandes de lisière. On a enveloppé ainsi le tube TT', le robinet distributeur R avec ses appendices *ii'*, qui conduisent aux calorimètres, enfin le tube abducteur $\alpha_2\, \alpha_1\, \alpha$ qui conduit la vapeur au condenseur D.

Le robinet distributeur est placé de façon à ce que la vapeur n'arrive à aucun des calorimètres, mais se rende directement au condenseur par le tube $\alpha_2\, \alpha_1\, \alpha$, après avoir traversé le robinet R. On fait ainsi marcher la distillation pendant 3/4 d'heure ou 1 heure, de manière à faire passer 20 à 30 litres dans le condenseur; l'air se trouve chassé complétement de la chaudière, et les diverses parties de l'appareil se mettent dans un état stable de température.

On introduit dans chaque calorimètre la mesure d'eau froide, et l'on fait marcher les agitateurs. Les thermomètres des calorimètres sont disposés de façon à ce que les sommets des colonnes dépassent à peine les bouchons qui les fixent au couvercle du calorimètre, et on lit ces thermomètres au moyen des lunettes horizontales *l* qui se meuvent le long des colonnes verticales *k*.

On fait une expérience préliminaire, qui consiste à observer le réchauffement qui a lieu pendant 5 minutes dans chacun des deux calorimètres, l'eau étant continuellement agitée. La température de l'eau des calorimètres est inférieure à celle de l'air; par conséquent elle tend à s'élever par le contact de l'air ambiant; de plus, il arrive constamment aux

calorimètres une certaine quantité de chaleur, par conductibilité intérieure le long des ajutages *ii'* du robinet distributeur. L'observation donne la somme de ces deux quantités de chaleur.

En combinant cette observation avec une autre que l'on a faite précédemment, et dans laquelle on a observé le réchauffement des calorimètres, produit dans des circonstances analogues, mais seulement par le contact de l'air, la chaudière n'étant pas chauffée, on a les éléments nécessaires pour calculer la quantité de chaleur qui arrive par voie de conductibilité le long des ajutages *ii'*, lorsque le robinet distributeur est traversé par un courant de vapeur à 100°; de sorte que cet élément de correction se trouve déterminé pour les autres expériences.

On tourne maintenant le robinet distributeur de façon à faire arriver la vapeur dans le calorimètre C; on juge de la quantité de vapeur condensée par la marche du thermomètre de ce calorimètre. Lorsqu'on a obtenu l'élévation de température désirée, on ferme le robinet en le mettant dans sa position primitive, la vapeur continue alors à passer dans le robinet R; mais elle se rend en totalité dans le condenseur D, tandis que, dans l'autre position du robinet, une partie de cette vapeur se rendait dans le calorimètre C. On peut, du reste, augmenter ou diminuer à volonté la proportion de vapeur qui passe dans le calorimètre, et par suite le temps que l'eau du calorimètre met pour s'élever d'un même nombre de degrés. Si l'on veut que ce temps soit très-long, on laisse le robinet R_1 du condenseur complétement ouvert, et l'on n'ouvre que partiellement le robinet distributeur R. Si l'on veut au contraire que ce temps soit très-court, on ferme partielle-

ment le robinet R_1, et l'on ouvre complétement le robinet distributeur R. On peut d'ailleurs augmenter ou diminuer à volonté la quantité totale de vapeur qui passe dans l'appareil pendant un temps donné, en poussant plus ou moins le feu sous la chaudière.

Au moment où l'on ferme le robinet R, on note le temps, et l'on enfonce le thermomètre du calorimètre C, de façon à ce que la colonne ne dépasse le bouchon que d'une petite quantité, et l'on note de minute en minute les températures indiquées par chacun des thermomètres des deux calorimètres. Le moment des observations est indiqué par le chronomètre lui-même qui sonne les minutes.

Le thermomètre C devient stationnaire après une ou deux minutes; il prend ensuite une marche descendante. On continue à noter ses indications pendant 5 minutes, ainsi que celles du thermomètre C'.

On fait couler l'eau qui s'est condensée dans le calorimètre C, et on la recueille dans un ballon *o* disposé au-dessous du robinet r_1, et dans lequel se trouve suspendu un thermomètre à réservoir cylindrique très-petit. Aussitôt que l'écoulement à plein orifice cesse, on ferme le robinet r_1, on agite l'eau du ballon et on observe rapidement sa température. On remet le ballon sous le robinet, et on observe encore la marche des thermomètres pendant 5 minutes. Au bout de ce temps, on ouvre de nouveau le robinet r_1 et l'on recueille encore quelques gouttes d'eau qui se sont écoulées le long des parois. La petite quantité de liquide qui mouille les parois intérieures est considérée comme étant la même dans toutes les expériences, et par conséquent comme faisant partie des appareils.

Un aide va peser sur la balance la quantité d'eau recueillie dans le ballon.

L'agitateur a été mû constamment d'un mouvement uniforme pendant cet intervalle, et on continue à le faire mouvoir de la même manière pendant la seconde partie de l'expérience, lorsque le calorimètre C' fonctionne à son tour.

On remet du combustible dans le fourneau, et lorsque la distillation est redevenue régulière, ce que l'on reconnaît à la manière dont le niveau de l'eau monte dans l'indicateur $h_1 h'_1$ du condenseur, on observe simultanément les thermomètres des calorimètres C et C', et l'on amène le robinet distributeur R dans la position où il envoie la vapeur dans le calorimètre C'. On opère maintenant avec celui-ci exactement de la manière qui a été décrite précédemment pour le calorimètre C.

Enfin, lorsque l'eau condensée a été retirée du calorimètre C', on observe pendant 5 minutes la marche descendante simultanée des deux thermomètres C et C', qui se refroidissent en vertu des excès de température des calorimètres sur le milieu ambiant, malgré les quantités égales de chaleur qui leur arrivent du robinet distributeur R par voie de conductibilité.

Voyons maintenant comment, dans cette manière d'opérer, on s'est mis à l'abri des principales causes d'erreur que j'ai signalées plus haut (pag. 655 et suiv.), et comment l'expérience fournit elle-même les éléments des diverses corrections que j'ai énumérées.

La disposition du tube intérieur, qui vient puiser la vapeur au centre même de la chaudière, et circule ensuite, sous forme de serpentin, sur une longueur de plus de quatre mètres dans

l'intérieur de la chaudière, a pour but d'éviter l'entraînement de l'eau projetée par le clapotement du liquide dans la chaudière. Ce clapotement doit d'ailleurs être très-faible, parce que l'ébullition est régulière sous une pression constante, et qu'il ne survient aucun de ces changements brusques qui se produisent à chaque instant dans les chaudières des machines à vapeur, par le jeu des tiroirs.

La vapeur active est d'ailleurs accompagnée dans toute sa course, jusqu'aux petits appendices *ii'* qui communiquent aux calorimètres et qui n'ont que 4 centimètres de longueur, par une enveloppe épaisse de vapeur qui se rend directement au condenseur, et qui possède la même température. Pour plus de sûreté, toutes les pièces métalliques sont enveloppées d'une épaisseur considérable d'étoffe de laine.

Enfin, les perturbations que j'ai signalées comme existant nécessairement, dans la manière ordinaire d'opérer, au commencement et à la fin de l'expérience, ne se présentent pas ici, car l'expérience n'a plus ni *commencement* ni *fin ;* la vapeur n'est amenée, dans les calorimètres, que lorsque la distillation est devenue régulière et que toutes les pièces ont pris leur température normale.

L'élévation de température de l'eau du calorimètre, observée pendant l'expérience, a besoin de subir une correction dont les éléments ont été énumérés plus haut, et qui se déterminent par les considérations suivantes :

Lorsque le calorimètre se trouve à une température supérieure à celle de l'air ambiant, il perd une certaine quantité de chaleur par voie de rayonnement et une autre quantité de chaleur par le contact de l'air ambiant ; mais il gagne une petite quantité de chaleur par conductibilité intérieure le

long des appendices ii' qui joignent les calorimètres à la boîte du robinet distributeur R.

Si la loi de Newton peut être appliquée avec une approximation suffisante au refroidissement d'un corps dans de l'air plus ou moins agité, pour les petits excès de température que nous obtenons dans nos expériences, nous pourrons représenter la somme des deux premières quantités de chaleur par une expression de la forme

$$\Delta\theta = A.\theta.\Delta x, \qquad (1)$$

dans laquelle

θ représente l'excès de température des calorimètres sur le milieu ambiant,

Δx l'élément du temps,

A une constante qui doit être déterminée par des expériences directes.

Si, au contraire, il est nécessaire de séparer ces deux quantités de chaleur et d'appliquer à chacune sa loi particulière, nous pourrons toujours poser la quantité de chaleur perdue par voie de rayonnement égale à

$$A.\theta.\Delta x.$$

Le refroidissement occasionné par l'air ambiant sera exprimé, d'après Dulong et Petit, par une expression de la forme

$$np^c\theta^{1,233}.\Delta x,$$

dans laquelle p représente l'élasticité du fluide; l'exposant c a la même valeur pour tous les corps, mais change d'un gaz à un autre; n est constant pour le même corps, mais change avec la nature du fluide élastique.

Dans nos expériences on peut supposer

$$np^c = B,$$

B étant une quantité constante pour le même état d'agitation de l'air, de sorte que le refroidissement produit par l'air ambiant sera simplement:

$$B\theta^{1,233}\Delta x.$$

Enfin la quantité de chaleur, qui est amenée par voie de conductibilité, pour une différence constante entre la température du robinet distributeur R et celle du calorimètre, est simplement proportionnelle au temps; elle est représentée par

$$K\Delta x.$$

La première question à résoudre est donc de savoir si le refroidissement par le rayonnement et par le contact de l'air ambiant peut être représenté, avec une exactitude suffisante, par une expression de la forme

$$\Delta\theta = A.\theta.\Delta x,$$

ou s'il faut avoir recours à la formule plus compliquée

$$\Delta\theta = A\theta\Delta x + B\theta^{1,233}.\Delta x = A\theta\left(1 + \frac{B}{A}\theta^{1,233}\right)\Delta x, \qquad (2)$$

renfermant deux constantes indéterminées A et $\frac{B}{A}$.

A cet effet, j'ai placé dans les calorimètres de l'eau à des températures de plus en plus élevées, et j'ai observé le refroidissement que subissaient simultanément les thermomètres des deux calorimètres en 30', l'eau étant continuellement agitée. La vitesse du refroidissement était supposée uniforme pendant cet intervalle de temps, et les températures des calorimètres et de l'air ambiant égales aux moyennes de celles

que l'on observait au commencement et à la fin des 30'; de sorte que l'on obtenait le refroidissement en 1', en prenant le $\frac{1}{30}$ du refroidissement total observé.

NUMÉROS des expériences.	TEMPÉRATURES moyennes. De l'air.	Des calorimètres. C	Des calorimètres. C'	EXCÈS des températures des calorimètres sur l'air ambiant. C	C'	ABAISSEMENT de température en 1'. C	C'	VALEUR DE A dans la formule $\Delta\theta = A.\theta.\Delta x$. C	C'
1	4°,83	9°,30	9°,95	4°,47	5°,12	0°,00586	0,00646	0,001311	0,001262
2	4,55	8,30	8,87	3,75	4,32	0,00453	0,00498	0,001209	0,001153
3	4,63	11,26	14,74	6,63	10,11	0,00817	0,01298	0,001232	0,001284
4	4,73	14,95	17,90	10,22	13,17	0,01370	0,01897	0,001340	0,001440
5	4,84	19,57	16,89	14,73	12,05	0,01983	0,01779	0,001346	0,001476
						Moyennes.....		0,001287	0,001338

Les deux dernières colonnes du tableau renferment les valeurs calculées du coefficient A dans la formule

$$\Delta\theta = A.\theta.\Delta x.$$

On voit que ces valeurs ne sont pas identiques, mais elles ne diffèrent pas beaucoup, si l'on fait attention à leur extrême petitesse absolue.

On peut appliquer aux mêmes expériences la formule plus complexe,

$$\Delta\theta = A\theta\left(1 + \frac{B}{A}\theta^{1,233}\right)\Delta x,$$

calculer les deux constantes A et $\frac{B}{A}$ d'après deux des observations, et voir si les trois autres donnent pour A la même

valeur. J'ai reconnu ainsi que la seconde formule ne représente pas mieux les observations que la première, et que les divergences proviennent beaucoup moins de l'inexactitude de la formule (1), que des changements qui surviennent dans l'état d'agitation de l'air et qui font varier les coefficients d'une manière très-notable.

Plusieurs autres séries d'observations, faites de la même manière, ont conduit au même résultat; les variations de A n'étaient pas sensiblement plus grandes, quand on appliquait aux observations la formule (1), que lorsqu'on leur appliquait la formule (2).

Lorsque les calorimètres présentent une température inférieure à celle de l'air ambiant, et par conséquent qu'ils se réchauffent, le coefficient A de la formule (1) est très-différent de celui qui s'applique au cas où la température des calorimètres est supérieure à celle de l'air ambiant. On peut en juger par les observations suivantes:

NUMÉROS des expériences.	TEMPÉRATURES moyennes.			EXCÈS de température des calorimètres sur l'air ambiant.		VARIATION de température en 1'.		VALEUR DE A dans la formule $\Delta\theta = A.\theta.\Delta x$.	
	De l'air.	Des calorimètres. C	C'	C	C'	C	C'	C	C'
1	12°,20	20°,17	7°,98	+7°,97	−4°,22	0°,01114	0°,01005	0°,001398	0,002570
2	12,20	19,78	8,29	+7,58	−3,91	0,01087	0,00913	0,001434	0,002359
						Moyennes. . .		0,001416	000,2465

Ainsi le coefficient A est beaucoup plus fort dans les ex-

périences où le calorimètre est à une température inférieure à celle de l'air ambiant, que dans celles où il se trouve à une température supérieure.

Je crois pouvoir conclure, de toutes ces observations, que l'on peut adopter la formule (1) dans le calcul des corrections; mais à la condition de ne pas fixer la valeur du coefficient A, et de le déterminer, autant que possible, dans chaque expérience, par des observations simultanées qui se trouvent dans les mêmes conditions d'agitation de l'air.

La formule générale, qui représente le refroidissement pendant l'élément de temps Δx, est donc:

$$-\Delta\theta = A\theta . \Delta x - K\Delta x,$$

A et K étant des coefficients qui ont des valeurs spéciales pour chaque expérience. Nous allons voir comment les observations elles-mêmes permettent de les calculer.

Soient :

t_0 la température initiale de l'eau du calorimètre C,

t_1 » » maximum » » après le passage de la vapeur,

τ la température de l'air ambiant,

T la température de la vapeur dans le robinet distributeur R,

t_0' et t_1' les températures initiale et finale du thermomètre du second calorimètre.

Nous diviserons en plusieurs périodes l'expérience double que j'ai décrite précédemment page 671.

Première période. Les deux calorimètres se trouvent à des températures t_0 et t_0' inférieures à la température τ de l'air; la vapeur passe dans le robinet distributeur, et se rend di-

rectement au condenseur. On observe le réchauffement que subissent dans cette circonstance les deux thermomètres dans l'espace de 5 minutes. Nous prendrons l'élément du temps Δx égal à une minute, et en désignant par $\Delta\theta$ et $\Delta\theta'$ le $\frac{1}{5}$ du refroidissement qui a lieu pendant 5', nous aurons les deux équations

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= A(\tau - t_0) + K, \\ \Delta\theta' &= A(\tau - t_0') + K. \end{aligned} \qquad (3)$$

Comme les deux calorimètres ont sensiblement la même température, et qu'ils sont disposés d'une manière symétrique par rapport au robinet distributeur R, on peut supposer que K a la même valeur dans les deux équations. Celles-ci suffiront donc pour déterminer les deux constantes A et K.

Deuxième période. La vapeur passe dans le calorimètre C dont la température s'élève jusqu'au maximum t_1. La température s'élève à peu près régulièrement pendant que le robinet R est ouvert; mais aussitôt que celui-ci est fermé, elle ne s'élève plus que très-lentement jusqu'à son maximum, qu'elle atteint au bout de 2 à 3 minutes.

Nous diviserons en trois parties l'intervalle de temps qui s'écoule entre les observations des températures initiale et finale:

1° Le temps m, pendant lequel l'eau du calorimètre C s'élève de la température initiale t_0 à la température τ de l'air; le gain de chaleur est représenté par

$$m\left(A\frac{\tau - t_0}{2} + K\right), \qquad (4)$$

A et K ayant les valeurs qui ont été déterminées par les expériences de la première période. Mais il vaut mieux supposer seulement K connu par ces expériences, et déterminer A

par l'observation simultanée du réchauffement du calorimètre C', auquel s'applique la formule

$$\Delta\theta' = m\left(A\frac{(\tau - t'_0)}{2} + K\right). \qquad (5)$$

2° Le temps m_1, qui s'écoule entre le moment où le calorimètre a pris une température égale à celle de l'air ambiant et le moment où l'on ferme le robinet et où la température du calorimètre est à peu près égale à son maximum t_1. Nous supposerons que le refroidissement est le même que si l'excès de température avait été constamment $\frac{t_1 - \tau}{2}$; on aura donc pour le refroidissement :

$$m_1\left(A_1\frac{t_1 - \tau}{2} - K_1\right). \qquad (6)$$

A_1 n'a pas la même valeur que dans la première partie; sa valeur se déduit des observations qui ont lieu pendant la troisième période.

Quant à la quantité K_1, nous supposerons qu'elle est proportionnelle à la différence des températures du robinet et du calorimètre; et par conséquent nous admettrons qu'elle est :

$$K\frac{T - \frac{t_1 + \tau}{2}}{T - t_0},$$

K ayant la même valeur que précédemment.

3° Le temps m_2, qui s'écoule après la fermeture du robinet jusqu'à l'observation du maximum ; le refroidissement est représenté dans ce cas par

$$m_2\left[A_1(t_1 - \tau) - K\frac{T - t_1}{T - t_0}\right]. \qquad (7)$$

A_1 ayant la même valeur que dans l'expérience précédente

et se calculant d'après les observations de la troisième période.

Troisième période. L'eau condensée a été retirée du calorimètre C; on observe pendant 5 minutes le refroidissement simultané des deux calorimètres. On a pour le calorimètre C

$$\Delta\theta = A_1(t_1 - \tau) - K\frac{T - t_1}{T - t_0}, \qquad (8)$$

d'où l'on déduit la valeur de A_1, dont on a besoin dans les formules de la deuxième période.

Le calorimètre C' se trouve dans des conditions à très-peu près semblables à celles qui avaient lieu dans la première période; ainsi l'on a

$$\Delta\theta' = A'(t'_0 - \tau) + K. \qquad (9)$$

K peut être considéré comme restant constant; A' sera peu différent de A; mais il est convenable de déduire sa valeur de l'équation précédente et d'employer cette valeur dans la période suivante où le calorimètre C' va fonctionner.

Quatrième période. La vapeur passe dans le calorimètre C', le calorimètre C fonctionne *à blanc.*

L'intervalle de temps compris entre l'ouverture du robinet et l'observation de la température maximum sera encore divisé en trois parties:

1° Le temps m', pendant lequel l'eau du calorimètre C' s'élève depuis sa température initiale t'_0 jusqu'à la température τ de l'air ambiant; le gain de chaleur qui a lieu pendant cette période est

$$m'\left(A'\frac{\tau - t'_0}{2} + K\right). \qquad (10)$$

2° Le temps m'_1, qui s'écoule entre le moment où l'eau du

calorimètre atteint la température ambiante, et celui où l'on ferme le robinet régulateur et où la température est très-voisine de son maximum; la perte de chaleur est représentée par

$$m'_1\left[A'_1\frac{t_1-\tau}{2}-K\frac{T-\frac{t'_1+\tau}{2}}{T-t_0}\right]. \qquad (11)$$

La valeur du coefficient A'_1 se déduit de l'observation du refroidissement simultané du calorimètre C qui donne l'équation

$$\Delta\theta_1 = A'_1(t_1-\tau) - K\frac{T-t_1}{T-t_0}. \qquad (12)$$

3° Le temps m'_2, qui s'écoule entre la fermeture du robinet régulateur et le moment où l'on observe le maximum de température du calorimètre C'; la perte de la chaleur pendant ce temps est

$$m'_2\left(A'_1(t'_1-\tau) - K\frac{T-t'_1}{T-t'_0}\right), \qquad (13)$$

A'_1 ayant la même valeur que ci-dessus.

Cinquième période. L'eau a été retirée du calorimètre C'; on observe pendant 5' la marche descendante des thermomètres des deux calorimètres, qui renferment tous les deux de l'eau à une température supérieure à celle de l'air. Les formules qui s'appliquent dans ce cas au refroidissement en 1', sont :

pour le calorimètre C $\quad \Delta\theta = A'_1(t_1-\tau) - K\frac{T-t_1}{T-t_0},$

» » C' $\quad \Delta\theta' = A'_1(t'_1-\tau) - K\frac{T-t'_1}{T-t'_0}. \qquad (14)$

Ces deux expressions peuvent servir à calculer de nouvelles valeurs de A'_1 et de K qui peuvent être comparées à celles que

l'on a obtenues précédemment. Il est clair que les valeurs de t_0, t_0', t_1 t_1', τ changent de petites quantités pendant la durée de ces expériences; dans chaque cas, on les prend telles que l'observation directe les donne.

Enfin, nous avons dit (page 675) qu'après le moment où le thermomètre du calorimètre a marqué son maximum, on observait encore ce thermomètre de minute en minute, jusqu'au moment où l'on retirait l'eau provenant de la condensation de la vapeur. Supposons que ces observations aient lieu pendant m_3 minutes. Il est évident que, si l'eau condensée se trouvait à la même température que l'eau du calorimètre, le refroidissement serait le même que dans les observations qui ont lieu après l'enlèvement de l'eau; or, d'après celles-ci, il serait

$$m_3 \Delta x \left[A_1(t_1 - \tau) + K \frac{T - t_1}{T - t_0} \right].$$

En retranchant, de la valeur de cette expression, le refroidissement réel observé, on obtient la très-petite quantité de chaleur que l'eau condensée fournit encore au calorimètre pendant cet intervalle de temps; nous la représenterons par q.

Ainsi, en définitive, on a pour les petites quantités de chaleur qu'il faut ajouter aux accroissements de température $(t_1 - t_0)$, $(t_1' - t_0')$ observés directement :

Pour le calorimètre C,

$$\left.\begin{aligned} \Sigma\Delta\theta = - m\left[A\frac{\tau - t_0}{2} + K\right] + m_1\left[A_1\frac{t_1 - \tau}{2} - K\frac{T - \frac{t + \tau}{2}}{T - t_0}\right] \\ + m_2\left[A_1(t_1 - \tau) - K\frac{T - t_1}{T - t_0}\right] + q. \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Pour le calorimètre C',

$$\left.\begin{aligned}\Sigma\Delta\theta' = -m'\left[\mathrm{A}\frac{\tau - t'_0}{2} + \mathrm{K}\right] + m'_1\left[\mathrm{A}'_1\frac{t'_1 - \tau}{2} - \mathrm{K}\frac{\mathrm{T} + \frac{t'_1 + \tau}{2}}{\mathrm{T} - t'_0}\right] \\ + m_2\left[\mathrm{A}'_1(t'_1 - \tau) - \mathrm{K}\frac{\mathrm{T} - t'_1}{\mathrm{T} - t'_0}\right] + q'.\end{aligned}\right\}(16)$$

En un mot, l'esprit de la méthode consiste à déterminer les corrections qu'il faut appliquer au calorimètre qui *fonctionne véritablement*, d'après les observations qui ont lieu simultanément sur le second calorimètre qui *fonctionne à blanc*, c'est-à-dire, qui se trouve soumis aux *mêmes circonstances de perturbation extérieure*, avec cette différence, qu'il ne reçoit pas de vapeur; de sorte que ses variations ne sont produites que par les causes perturbatrices qui agissent simultanément sur le premier calorimètre.

On observe dans le ballon *o* la température Θ de l'eau condensée, immédiatement après sa sortie des calorimètres. Cette température diffère toujours un peu de la température maximum du calorimètre, mais la différence atteint rarement 1°.

La température observée Θ n'est pas absolument exacte; il est clair qu'elle s'abaisse un peu pendant l'écoulement de l'eau. Quelques expériences directes, faites dans des circonstances que j'ai cherché à rendre aussi semblables que possible à celles qui ont lieu dans les expériences véritables, m'ont montré que cet abaissement variait de 0°,10 à 0°,20, suivant l'excès de température sur l'air ambiant. J'ai fait chaque fois cette petite correction à la température Θ observée; au reste, l'incertitude qui résulte de cette circonstance est tout à fait insignifiante; il est facile de s'assurer qu'elle ne peut

pas produire une erreur de $\frac{1}{20000}$ sur la chaleur latente cherchée (1).

Dans la réalité, on est souvent obligé de s'écarter un peu, dans le calcul des corrections, de la méthode que je viens de décrire, à cause des très-petites valeurs de ces corrections. Ainsi, les équations (3) et l'équation (5) sont rarement assez différentes numériquement, pour qu'on puisse les considérer comme des équations distinctes, et les faire servir à déterminer les deux constantes A et K. La même chose peut se dire des équations (12) et (14) comparées entre elles. Mais comme l'on peut supposer, sans erreur sensible, que K est constant pour des excès de température $T - t$ très-peu différents, il vaut mieux choisir, parmi toutes les équations déduites des expériences faites sous la pression de l'atmosphère, celles qui paraissent les plus convenables pour déterminer

(1) Je m'étais proposé de déterminer directement la différence de température $\Theta - t_1$ qui existe, au moment où l'on note la température finale du calorimètre, entre l'eau condensée et l'eau ambiante. Je plaçais au centre de la boule B un élément thermo-électrique fer et cuivre : la seconde soudure de l'élément étant placée dans l'eau du calorimètre ; le fil de cuivre, qui réunit les deux soudures, passait sur un galvanomètre très-sensible. Mais il fallait pour cela percer la boule B, et sceller hermétiquement l'élément thermo-électrique dans l'ouverture. Cette circonstance n'aurait présenté aucune difficulté, si l'appareil n'avait été destiné qu'à des expériences sous la pression de l'atmosphère ; mais elle exigeait un raccord particulier dans les expériences faites sous haute pression, et j'ai cherché à diminuer le nombre de ces raccords autant que possible. Je craignais d'ailleurs que les indications de l'élément thermométrique fussent inexactes dans les conditions où je devais le placer.

cette quantité et adopter, pour toutes les expériences, la moyenne des valeurs que l'on en déduit. C'est ainsi que l'on a trouvé

$$K = 0^\circ{,}0040$$

pour une différence de température $T - t = 88^\circ$.

La valeur de K étant une fois déterminée, les équations (3), (5) et (8) donnent, dans chaque expérience, les valeurs particulières de A et de A'.

Les valeurs de A et de A' oscillent autour de 0°,0022.
Celles de A_1 et de A_1' » » 0°,0014.

Si l'on admettait dans les formules (15) et (16) ces valeurs de A, A_1 et K comme constantes pour toutes les expériences, on trouverait, pour les corrections, des valeurs qui différeraient à peine de 0°,01 des valeurs plus exactes, que l'on obtient en tenant compte de toutes les circonstances que j'ai énumérées.

Le poids des calorimètres en cuivre, avec leurs serpentins, l'agitateur et les raccords métalliques intérieurs, est :

Calorimètre C......... 15615 gr.
» C'......... 15542 »

En admettant la chaleur spécifique du cuivre = 0,0951 (*Annales de Chimie et de Physique,* 2e série, tome LXXIII, page 37), nous obtenons pour la valeur en eau

du calorimètre C......... 1482gr.,8
» C'......... 1475 ,7.

La quantité d'eau qui est placée dans les calorimètres pour chaque expérience, présente toujours le même volume

mesuré dans le vase jaugeur H. On a déterminé, par des pesées faites avec le plus grand soin, le poids de l'eau qui remplit ce vase jusqu'au trait de repère.

Dans une première expérience, la température de l'eau étant de 12°,06, on a trouvé ce poids égal à 65039gr.,4.

Dans une seconde expérience, faite à 12°,00, on a trouvé 65046gr.,3. J'ai adopté cette seconde valeur, qui diffère très-peu de la première, et qui présentait des garanties plus grandes d'exactitude.

Mais il fallait connaître exactement le poids de l'eau qui remplit ce vase jaugeur, aux diverses températures que l'on rencontre dans les expériences. Il est facile de déterminer ce poids, par le calcul, lorsque l'on connaît les dilatations de l'eau et de la tôle. Les dilatations de l'eau sont connues avec précision par les expériences concordantes de M. Despretz (*Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, tome LXX, page 47), et de M. Pierre (*Annales*, 3e série, tome XV, page 350). Mais on n'a déterminé jusqu'ici que le coefficient de dilatation linéaire de la tôle, et je ne pense pas que l'on puisse déduire de celui-ci le coefficient de dilatation cubique qui s'applique à un vase en tôle de grande capacité et dont les parois présentent peu d'épaisseur. On trouvera, dans le mémoire suivant, qui a pour objet la détermination de la capacité calorifique de l'eau liquide aux différentes températures, une série d'expériences directes qui m'a donné, pour le coefficient de dilatation cubique des vases de tôle galvanisée, le nombre

$$\sigma = 0,0000305.$$

Le tableau suivant renferme :

Dans une première colonne, la capacité du vase jaugeur

aux différentes températures, son volume à 0° étant supposé égal à 1;

Dans la seconde colonne, le poids de l'eau que le vase renferme aux diverses températures, l'eau ayant la densité qu'elle présente réellement à ces températures;

Dans les troisième et quatrième colonnes, les poids de l'eau aux différentes températures, augmentés de la valeur en eau des calorimètres sous le rapport de la capacité calorifique.

TEMPÉRATURE.	CAPACITÉ du Vase jaugeur.	POIDS de l'eau qu'il renferme.	POIDS DE L'EAU AUGMENTÉ DE LA VALEUR en eau des calorimètres.		DIFFÉRENCES POUR 1°.
			Calorimètre C.	Calorimètre C'.	
°		gr.			gr.
0	1,0000000	65045,0	66527,8	66520,7	
1	1,0000305	65050,4	66533,2	66526,1	+ 5,4
2	1,0000610	65055,0	66537,8	66530,7	+ 4,6
3	1,0000915	65058,6	66541,4	66534,3	+ 3,6
4	1,0001220	65061,1	66543,9	66536,8	+ 2,5
5	1,0001525	65062,5	66545,3	66538,2	+ 1,4
6	1,0001830	65063,0	66545,8	66538,7	+ 0,5
7	1,0002135	65062,4	66545,2	66538,1	— 0,4
8	1,0002440	65060,8	66543,6	66536,5	— 1,6
9	1,0002745	65059,2	66542,0	66534,9	— 1,6
10	1,0003050	65055,5	66538,3	66531,2	— 3,7
11	1,0003355	65051,6	66534,4	66527,3	— 3,9
12	1,0003660	65046,3	66529,1	66522,0	— 5,3
13	1,0003965	65040,7	66523,5	66516,4	— 5,6
14	1,0004270	65034,4	66517,2	66510,1	— 6,3
15	1,0004575	65026,0	66508,8	66501,7	— 8,4

Les thermomètres à mercure des calorimètres ont été gradués avec le plus grand soin.

Un degré centigrade occupe sur la tige du thermomètre du calorimètre C ... $18^D,7620$; par suite, 1^D vaut $0^o,053283$
» C'... 18,5800; 1^D » $0^o,053821$

Il est facile d'apprécier avec certitude, le dixième des divisions, c'est-à-dire $\frac{1}{200}$ de degré centigrade, dans les lunettes horizontales avec lesquelles on observe les thermomètres.

J'ai réuni, dans le tableau suivant, toutes les expériences qui ont été faites sous la pression de l'atmosphère.

Ce tableau se compose de 18 colonnes.

Dans la colonne (1) sont inscrits les numéros d'ordre des expériences;

Dans la colonne (2) se trouve indiqué le calorimètre avec lequel l'expérience a été faite;

La colonne (3) donne le poids de l'eau placée dans le calorimètre, augmenté de la valeur en eau de ce calorimètre;

La colonne (4) donne la température initiale t_0 de l'eau du calorimètre; la colonne n° 5 sa température finale t_1, c'est-à-dire sa température maximum;

Les élévations de température observées $t_1 - t_0$ sont inscrites dans la colonne (6). Ces élévations de température ont été corrigées des diverses causes de perturbation par la méthode qui a été décrite page 676 et suivantes. Les éléments de ces corrections sont inscrits dans les colonnes (7), (8), (9) et (10). Les valeurs de $(t_1 - t_0)$ corrigées sont données dans la colonne (11).

Le poids de l'eau vaporisée qui s'est condensée dans le calorimètre est inscrit dans la colonne (12), et l'on a donné, dans la colonne (13), la température que cette eau a présentée au sortir du calorimètre, cette température ayant subi la petite correction que j'ai indiquée page 687.

La force élastique de la vapeur d'eau, déduite de l'observation du baromètre placé dans l'air extérieur, est donnée en millimètres de mercure dans la colonne (14) et en atmosphères dans la colonne (15).

La température de la vapeur d'eau, déduite de la hauteur du baromètre, est inscrite dans la colonne (16), et l'on a inscrit dans la colonne (17) la température de la vapeur observée sur les thermomètres de la chaudière. Les températures observées de la colonne (17) sont généralement un peu plus élevées que les températures calculées de la colonne (16); cela doit être, car, pour que la distillation de l'eau soit active, il faut nécessairement que la force élastique de la vapeur dans la chaudière soit un peu supérieure à la pression extérieure.

Enfin, dans la colonne (18) se trouve inscrite la chaleur totale que la vapeur abandonnerait, en se condensant à l'état d'eau liquide et se refroidissant ensuite jusqu'à 0°.

TABLEAU N° I.

NUMÉROS des expériences. (1)	CALORIMÈTRE. (2)	POIDS de l'eau du calorimètre. (3)	TEMPÉRATURE initiale t_0. (4)	TEMPÉRATURE finale t_1. (5)	$t_1 - t_0$ observé. (6)	TEMPÉRATURE moyenne de l'air τ. (7)	TEMPS de l'introduction de la vapeur. (8)	TEMPS jusqu'à la température descendante. (9)
1	C	gr. 66524,0	° 12,81	° 21,53	° 8,7216	° 14,61	21′	23′
2	C	66520,4	13,40	24,84	11,4409	16,02	7	12
3	C	66534,4	11,00	22,82	11,8208	13,65	10	13
4	C	66534,4	11,00	21,96	10,9603	11,85	22	24
5	C′	66538,6	6,19	18,28	12,0918	5,12	10	12
6	C′	66538,1	6,96	19,94	12,9847	6,25	10	12
7	C	66523,5	13,00	24,34	11,3414	16,15	10	11
8	C	66523,1	13,09	24,42	11,3303	16,19	11	12
9	C	66523,3	13,05	24,44	11,3967	15,23	18	19
10	C	66522,5	13,27	24,62	11,3524	15,30	19 ½	20 ½
11	C	66535,4	10,76	22,48	11,7196	13,15	10	12
12	C′	66527,3	11,02	23,07	12,0554	14,21	8	10
13	C′	66526,2	11,26	23,15	11,8980	14,26	8 ½	10 ½
14	C	66534,4	11,00	22,77	11,7675	14,23	9	12
15	C′	66526,2	11,27	21,63	10,3627	14,34	18	20
16	C	66535,2	10,83	22,53	11,7063	12,18	11	13
17	C′	66526,7	11,14	23,80	12,6594	13,28	9	11
18	C′	66527,6	10,91	23,55	12,6453	13,55	9	11
19	C	66533,4	11,23	21,36	10,1317	13,70	12	14
20	C	66534,0	11,05	21,39	10,3422	13,70	15	17
21	C′	66526,2	11,29	24,41	13,1180	13,57	9	11
22	C′	66526,2	11,26	24,39	13,1301	11,93	10 ½	12
23	C	66535,0	10,88	22,10	11,2214	12,30	8	10
24	C′	66527,0	11,04	23,68	12,6372	12,30	7	9
25	C	66534,9	10,90	22,22	11,3226	12,11	9	11
26	C′	66527,1	11,05	23,21	12,1585	11,97	8	10
27	C	66545,8	6,03	18,79	12,7612	4,33	8	10
28	C′	66545,6	6,30	18,01	11,7089	5,67	10	12
29	C′	66538,5	6,51	19,37	12,8594	6,04	10	13
30	C	66545,3	6,82	19,29	12,4736	6,10	9	12

EXPÉRIENCES SOUS LA PRESSION DE L'ATMOSPHÈRE.

CHALEUR par conductibilité en 1 minute.	$t_1 - t_0$ corrigé.	POIDS de l'eau condensée.	TEMPÉRATURE de cette eau.	PRESSION DE LA VAPEUR		TEMPÉRAT. DE LA VAPEUR		CHALEUR totale de la vapeur.
				en millimètres.	en atmosphères.	calculée.	observée.	
(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)	(18)
°	°	gr.	°	mm	atm.	°		
0,0040	8,7441	949,10	21,50	746,52	0,983	99,49	»	633,3
»	11,4829	1255,15	24,80	746,55	0,983	99,49	»	634,1
»	11,8532	1287,88	22,85	767,06	1,009	100,26	100°,58	635,2
»	11,0485	1200,79	21,98	765,94	1,008	100,22	100,25	634,0
»	12,1728	1316,85	»	770,13	1,013	100,37	100,09	633,4
»	13,0710	1413,45	»	768,37	1,011	100,31	100,18	635,4
»	11,3471	1231,10	23,71	746,43	0,982	99,49	»	636,8
»	11,3356	1230,10	23,38	745,71	0,981	99,46	»	636,3
»	11,4284	1240,23	23,53	741,29	0,975	99,31	»	636,4
»	11,3744	1233,05	24,16	740,82	0,975	99,28	»	637,6
»	11,7391	1272,84	22,37	765,19	1,007	100,19	100,44	636,0
»	12,0794	1308,85	23,00	765,19	1,007	100,19	100,56	636,8
»	11,9100	1287,65	23,03	765,23	1,007	100,19	100,44	638,3
»	11,7908	1275,57	22,85	765,28	1,007	100,19	100,49	637,9
»	10,3542	1121,04	21,63	765,20	1,007	100,19	100,19	635,9
»	11,7613	1274,57	22,22	767,00	1,009	100,26	100,53	635,9
»	12,6883	1371,61	22,38	767,03	1,009	100,26	100,58	637,9
»	12,6666	1369,23	22,61	767,12	1,009	100,26	100,58	637,9
»	10,1540	1099,03	20,92	767,02	1,009	100,26	100,38	635,6
»	10,3599	1120,99	21,00	767,00	1,009	100,26	100,36	635,8
»	13,1368	1425,42	23,81	767,09	1,009	100,26	100,56	636,7
»	13,1702	1425,58	23,00	765,87	1,008	100,22	100,47	637,6
»	11,2514	1213,19	21,45	765,72	1,008	100,22	100,63	638,4
»	12,6904	1376,68	23,67	765,90	1,008	100,22	100,70	636,8
»	11,3640	1230,03	22,00	765,92	1,008	100,22	100,67	636,6
»	12,2085	1321,87	22,85	765,85	1,008	100,22	100,58	637,2
»	12,8426	1384,70	18,79	770,10	1,013	100,37	100,40	636,1
»	11,7818	1266,75	18,00	768,50	1,011	100,32	100,15	636,7
»	12,9476	1395,18	19,37	768,47	1,011	100,32	100,13	637,3
»	12,5640	1354,70	19,32	768,32	1,011	100,31	100,20	636,1

Suite du TABLEAU N° I.

NUMÉROS des expériences. (1)	CALORIMÈTRE. (2)	POIDS de l'eau du calorimètre. (3)	TEMPÉRATURE initiale t_0. (4)	TEMPÉRATURE finale t_1. (5)	$t_1 - t_0$ observé. (6)	TEMPÉRATURE moyenne de l'air τ. (7)	TEMPS de l'introduction de la vapeur. (8)	TEMPS jusqu'à la température descendante. (9)
31	C	66544,2 gr.	4,13°	16,79°	12,6573°	3,13°	10′	12′
32	C′	66536,9	4,04	21,97	17,9331	3,68	10	12
33	C	66544,9	4,64	18,03	13,3873	2,66	9 ½	12
34	C′	66537,9	4,89	19,67	14,7792	2,83	9	13
35	C	66545,6	5,67	18,16	12,4922	4,87	9	11
36	C′	66537,8	4,78	21,06	16,2835	5,40	8 ½	11
37	C	66545,6	5,64	18,23	12,5908	5,29	11	13
38	C′	66538,6	5,58	20,10	14,5209	5,68	9 ½	11
39	C	66543,3	3,77	16,98	13,2142	4,12	10	12
40	C′	66537,1	4,04	18,99	14,9542	4,65	9	11
41	C	66544,2	4,12	17,19	13,0703	5, 0	12	14
42	C′	66537,8	4,75	20,32	15,5677	5,52	9 ½	11
43	C	66545,0	4,81	18,48	13,6724	5,79	9	11
44	C′	66538,4	5,19	19,86	14,6689	6,05	9 ½	11

Les six premières expériences doivent être considérées comme des expériences préliminaires, pour lesquelles on s'est placé, à dessein, dans les circonstances les plus défavorables.

Ainsi, dans l'expérience n° 1, le feu était très-faible sous la chaudière; l'introduction de la vapeur dans le calorimètre C a duré 21 minutes.

Dans l'expérience n° 4, l'introduction a duré également 22 minutes.

Dans l'expérience n° 3, le feu était au contraire très-vif

EXPÉRIENCES SOUS LA PRESSION DE L'ATMOSPHÈRE.

CHALEUR par conductibilité en 1 minute.	$t_1 - t_0$ corrigé.	POIDS de l'eau condensée.	TEMPÉRATURE de cette eau.	PRESSION DE LA VAPEUR		TEMPÉRAT. DE LA VAPEUR		CHALEUR totale de la vapeur.
				en millimètres.	en atmosphères.	calculée.	observée.	
(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)	(18)
°	°	gr.	°	mm	atm.	°		
0,0040	12,7499	1369,22	16,03	766,19	1,008	100,22	»	635,6
»	18,0644	1956,04	22,37	766,24	1,008	100,22	»	636,9
»	13,5057	1455,09	18,36	767,15	1,009	100,26	»	635,9
»	14,9242	1612,69	20,19	767,23	1,009	100,26	»	635,9
»	12,5778	1357,20	18,89	735,76	0,968	99,09	»	635,7
»	16,3707	1772,29	21,50	735,76	0,968	99,09	»	636,1
»	12,6746	1363,38	18,02	735,09	0,967	99,07	»	636,6
»	14,6091	1575,64	20,19	735,09	0,967	99,07	»	636,9
»	13,2922	1431,45	18,16	742,87	0,977	99,36	»	636,1
»	15,0354	1619,65	19,18	742,87	0,977	99 36	»	636,8
»	13,1655	1413,95	16,86	742,08	0,976	99,33	»	637,3
»	15,6584	1691,20	20,19	742,05	0,976	99,33	»	636,4
»	13,7426	1483,10	19,03	740,53	0,974	99,27	»	635,7
»	14,7505	1590,50	19,75	740,53	0,974	99,27	»	636,8

sous la chaudière, mais on a fermé et ouvert 10 fois le robinet distributeur R_1, pendant la durée de l'introduction, afin de reconnaître si cette circonstance apportait une perturbation sensible dans l'expérience.

Dans l'expérience n° 5, le feu était faible, mais on a fermé complétement le robinet R_1 qui conduit la vapeur au condenseur; de sorte que toute la vapeur de la chaudière se rendait au calorimètre.

Dans l'expérience n° 6, on a ouvert et fermé un grand nombre de fois le robinet R_1.

On voit que ces diverses circonstances n'ont exercé qu'une influence très-faible sur la valeur de la chaleur totale, elles l'ont rendue seulement un peu plus petite.

Les 38 autres expériences ont donné des valeurs dont les extrêmes sont

635,6 et 638,4.

La moyenne générale est de

636,67.

II. *Chaleur totale de la vapeur d'eau sous des pressions plus grandes que la pression de l'atmosphère.*

J'ai disposé mes appareils de manière, à ce que les expériences sur la vapeur sous haute pression se fissent dans des circonstances complétement semblables à celles qui se présentent dans les expériences, où l'on opère avec la vapeur engendrée sous la pression de l'atmosphère. La pression de l'air extérieur est alors remplacée par celle d'une atmosphère artificielle, que l'on peut faire varier à volonté. Cette atmosphère a un volume considérable, et se trouve maintenue à une température constante; de sorte que son élasticité ne change pas sensiblement pendant la durée d'une expérience.

On comprime de l'air dans le réservoir EF au moyen de la pompe foulante, de manière à obtenir la pression sous laquelle on désire faire les expériences; cette pression est mesurée sur le manomètre à mercure. L'ébullition de l'eau dans la chaudière est aussi régulière, que si elle avait lieu sous la pression ordinaire de l'atmosphère; les expériences se font exactement de la même manière, et je n'ai rien à ajouter sous ce rapport à ce qui a été dit plus haut, page 671 et sui-

vantes. On observe le manomètre à deux reprises, pendant le cours d'une expérience : une première fois, quelques instants après l'ouverture du robinet R, et une seconde fois, quelques instants après la fermeture de ce robinet. On admet que la pression, sous laquelle la vapeur a distillé, est la moyenne de ces deux observations qui ne diffèrent jamais que très-peu l'une de l'autre.

Les corrections, qu'il convient d'apporter aux élévations de température observées, se déterminent de la même manière que dans les expériences qui sont faites sous la pression de l'atmosphère. Les éléments de ces corrections sont donnés par les expériences elles-mêmes, comme il a été dit page 676 et suivantes.

L'eau, provenant de la condensation de la vapeur, est projetée avec force, au moment où l'on ouvre le robinet *r*, du calorimètre, afin de recueillir cette eau dans le ballon O, où elle doit être pesée : le temps de l'écoulement est très-court, et, sous ce rapport, cette eau doit éprouver une moindre perte de chaleur que dans les expériences qui ont lieu sous la pression de l'atmosphère. Néanmoins j'ai admis, comme dans ces dernières expériences, que l'eau perdait environ 0°,2 pendant ce transvasement, parce qu'elle se trouve maintenant soumise à une nouvelle cause de déperdition de chaleur. Cette cause tient à ce que la vapeur, en se condensant dans une atmosphère d'air comprimé, dissout de cet air une quantité plus grande, que celle qu'elle peut maintenir en dissolution, lorsqu'elle arrive dans le ballon. Il se dégage alors une foule de petites bulles d'air, qui rendent l'eau laiteuse pendant quelques instants, et qui emportent nécessairement une certaine quantité de chaleur.

Les expériences marchent très-facilement et avec une régularité remarquable, jusqu'à la pression de 10 atmosphères, les résultats présentent la même précision que ceux des expériences qui sont faites sous la pression d'une seule atmosphère. Au delà de 10 atmosphères, les expériences deviennent plus difficiles à conduire ; il faut maintenir un feu très-vif sous la chaudière ; les diverses pièces de l'appareil fatiguent beaucoup, et il faut les examiner fréquemment, pour s'assurer s'il ne se déclare pas quelque fuite.

Chaque matin, on versait dans la chaudière l'eau qui avait distillé la veille, et qui formait environ 150 litres avec celle qui y était restée. Cette quantité d'eau suffisait, en ménageant convenablement le feu dans l'intervalle des expériences, pour faire quatre ou six déterminations consécutives. En ne plaçant dans la chaudière que de l'eau distillée, on évitait l'encroûtement de la chaudière, qui, sans cela, aurait eu lieu au bout de peu de temps.

Après la dernière expérience de la journée, l'eau étant encore en ébullition dans la chaudière, on fermait le robinét R_4 du réservoir à air, afin de conserver pour le lendemain l'air comprimé qu'il renfermait. On ne perdait donc que la petite quantité d'air comprimé, contenue dans le condenseur et dans les tuyaux de l'appareil ; cet air s'échappait lorsqu'on avait ouvert les robinets r_1 des calorimètres. Le lendemain matin, on enlevait le boulon à vis de la chaudière, et l'on introduisait la quantité d'eau nécessaire.

Lorsque la pression de la vapeur dépasse 10 atmosphères, les joints de l'appareil s'altèrent rapidement, on est obligé de renouveler fréquemment la tresse de chanvre imbibée de caoutchouc qui est pressée autour de la tige f du

robinet distributeur, parce que le chanvre est promptement brûlé par la haute température de la vapeur. On a été obligé aussi de refaire plusieurs fois les joints qui unissent le robinet distributeur aux serpentins des calorimètres. Ces joints fatiguent beaucoup, à cause des variations brusques et considérables de température qu'ils subissent.

Les expériences ont pu être faites avec un plein succès sous des pressions qui se sont élevées jusqu'à 14 atmosphères. J'avais même commencé une série d'expériences sous une pression plus forte, mais la chaudière fut gravement endommagée; il se déclara plusieurs fissures dans les joints de la tôle, et des fuites nombreuses autour du joint LL' du couvercle : il fallut arrêter les expériences.

J'espérais néanmoins parvenir à obtenir des déterminations sous la pression de 20 atmosphères, en refaisant à neuf les joints de la chaudière. Mais la haute pression, à laquelle la chaudière était restée longtemps soumise, avait tellement incorporé les boulons dans le couvercle en fonte, qu'il fut impossible de les enlever, même avec les plus grands efforts; la plupart des boulons se brisèrent plutôt que de céder. L'appareil ne pouvait plus être remis en état, qu'avec d'assez grandes dépenses, et il y aurait toujours eu un danger réel à le soumettre à des pressions plus considérables.

La pression de 14 atmosphères, qui avait pu être atteinte dans ces expériences, dépasse d'ailleurs beaucoup les pressions que l'on obtient dans les machines à vapeur, et qui sont rarement supérieures à 5 ou 6 atmosphères.

J'ai réuni, dans le tableau n° II, 73 expériences qui ont été faites sous des pressions qui ont varié de 1 à 14 atmosphères.

TABLEAU N° II.

NUMÉROS des expériences.	CALORIMÈTRE.	POIDS de l'eau du calorimètre.	TEMPÉRAT. initiale t_0.	TEMPÉRAT. finale t_1.	$t_1 - t_0$ observé.	TEMPÉRAT. moyenne de l'air τ.	TEMPS de l'introduct. de la vapeur.	TEMPS jusqu'à la températ. descendante.	CHALEUR par conductibilité en 1 minute.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
		gr.	°	°	°	°			°
1	C	66537,0	10,32	23,77	13,4566	11,38	7' 3/4	12'	0,00578
2	C	66536,9	10,37	19,72	9,3511	11,65	11	14	0,00578
3	C	66537,4	10,17	21,79	11,6237	11,32	6 1/2	12	0,00578
4	C	66545,8	6,07	18,09	12,0180	4,75	8	11	0,00600
5	C'	66538,5	6,21	21,73	15,5178	5,13	7	9	0,00600
6	C	66545,8	5,94	18,27	12,3270	4,98	10	12	0,00600
7	C'	66538,5	6,23	20,40	14,1684	5,40	9 1/2	11	0,00600
8	C	66527,1	12,35	24,03	11,6756	13,73	6	9	0,00600
9	C	66526,6	12,47	24,28	11,7971	14,12	6	9	0,00600
10	C	66523,0	12,82	24,39	11,5651	15,37	7	10	0,00600
11	C	66523,0	12,79	24,42	11,6343	15,30	6	10	0,00600
12	C	66525,2	12,60	24,22	11,6233	15,73	10	12	0,00600
13	C	66545,4	5,24	18,16	12,9158	4,44	8	11	0,00600
14	C'	66538,5	5,40	19,39	13,9947	5,06	9	11	0,00600
15	C'	66538,7	5,81	21,20	15,3925	5,60	7	9	0,00600
16	C	66545,7	6,11	17,55	11,4399	5,83	9	13	0,00600
17	C'	66538,4	6,38	19,58	13,2069	6,26	10	13	0,00600
18	C	66545,6	5,50	16,94	11,4452	4,97	11	14	0,00600
19	C	66544,9	4,81	16,99	12,1778	4,98	9	12	0,00650
20	C'	66537,1	4,10	16,76	12,6655	5,10	9 1/2	11	0,00650
21	C	66541,4	3,01	16,21	11,1974	4,77	8	12	0,00650
22	C'	66537,9	4,85	17,68	12,8271	4,51	7	9	0,00650
23	C	66534,4	10,99	22,51	11,5238	13,70	6	11	0,00620
24	C'	66538,5	5,40	19,06	13,6634	5,25	7	9	0,00650
25	C	66528,3	12,11	23,85	11,7393	14,01	6	12	0,00620
26	C	66528,»	12,22	24,35	12,1318	14,28	6	11	0,00620
27	C	66527,6	12,26	24,55	12,2920	14,36	9	11	0,00620
28	C	66537,8	10,90	22,34	11,4464	13,05	17	20	0,00620
29	C	66531,8	11,58	23,87	12,2920	12,85	8	10	0,00620
30	C	66533,0	11,27	23,56	12,2881	13,98	7 1/4	13 1/4	0,00620

EXPÉRIENCES SOUS DES PRESSIONS PLUS FORTES QUE CELLE DE L'ATMOSPHÈRE.

$t_1 - t_0$ corrigé. (11)	POIDS de l'eau condensée. (12)	TEMPÉRAT. de cette eau. (13)	PRESSION DE LA VAPEUR en millimètres. (14)	en atmosphères. (15)	TEMPÉRATURE DE LA VAPEUR calculée pour le thermomètre à air. (16)	observée sur le thermomètre à mercure. (17)	CHALEUR totale de la vapeur. (18)	CHALEUR totale diminuée de la température de la vapeur (16) (19)
°	gr.	°	mm	atm.	°	°		
13,5190	1456,27	24,68	1448,17	1,905	119,25	119,46	642,3	523,0
9,3563	1000,48	19,72	1462,73	1,924	119,60	119,53	641,8	522,2
11,6780	1253,75	22,36	1582,92	2,083	122,17	122,31	642,2	520,0
12,0700	1282,58	18,12	1742,81	2,293	125,2	125,30	643,9	518,7
15,6032	1669,45	21,73	1768,75	2,327	125,5	125,34	643,6	518,1
12,3871	1315,25	18,16	1849,26	2,433	127,2	127,13	644,8	517,6
14,2464	1517,46	20,42	1952,17	2,568	129,0	128,97	645,1	516,1
11,6942	1247,20	25,27	2285,26	3,007	134,4	»	649,0	514,6
11,8112	1262,70	25,27	2273,47	2,991	134,2	»	647,5	513,3
11,5746	1234,23	24,83	2335,18	3,072	135,1	»	648,5	513,4
11,6347	1238,80	24,39	2325,68	3,060	135,0	»	649,1	514,1
11,5833	1235,50	23,96	2340,83	3,080	135,2	»	647,6	512,4
12,9977	1376,53	18,76	2365,94	3,113	135,5	135,54	647,0	511,5
14,0530	1488,95	19,42	2370,32	3,119	135,7	135,65	647,3	511,6
15,4585	1641,90	21,25	2426,85	3,193	136,4	»	647,6	511,2
11,4794	1212,75	17,59	2498,63	3,288	137,5	137,49	647,4	509,9
13,2781	1407,72	19,69	2517,90	3,313	137,7	137,71	647,2	509,5
11,5038	1211,70	16,84	2588,05	3,394	138,6	138,53	648,4	509,8
12,2258	1287,05	17,32	2842,03	3,739	142,0	142,11	649,2	507,2
12,7136	1339,02	17,29	2860,71	3,764	142,2	142,56	648,9	506,7
11,2475	1184,84	16,19	2911,75	3,831	142,5	142,54	647,8	505,3
12,8699	1353,60	17,92	2955,66	3,889	143,4	143,41	650,3	506,9
11,5008	1221,20	22,95	3042,51	4,003	144,3	»	649,4	505,1
13,7108	1445,32	18,74	3049,85	4,013	144,3	144,31	649,7	505,4
11,7345	1246,50	24,54	3116,00	4,100	145,3	»	651,0	505,7
12,1253	1291,00	25,12	3128,00	4,116	145,4	»	649,9	504,5
12,2711	1307,01	24,54	3149,25	4,144	145,6	»	649,1	503,5
11,4335	1208,80	21,79	3223,09	4,241	146,5	»	651,1	504,6
12,2756	1305,50	24,13	3323,69	4,373	147,6	»	649,6	502,0
12,2761	1299,00	24,12	3437,85	4,523	149,0	»	652,8	503,8

Suite du TABLEAU N° II.

NUMÉROS des expériences. (1)	CALORIMÈTRE. (2)	POIDS de l'eau du calorimètre. (3)	TEMPÉRAT. initiale t_0. (4)	TEMPÉRAT. finale t_1. (5)	$t_1 - t_0$ observé. (6)	TEMPÉRAT. moyenne de l'air τ. (7)	TEMPS de l'introduct. de la vapeur. (8)	TEMPS jusqu'à la températ. descendante. (9)	CHALEUR par conductibilité en 1 minute. (10)
		gr	°	°	°	°			°
31	C	66534,3	11,04	23,33	12,2500	13,80	7′	12′	0,00620
32	C′	66537,5	4,67	15,59	10,9206	4,11	7 1/2	9	0,00670
33	C	66544,6	4,52	18,66	14,1360	3,78	5 1/2	12	0,00670
34	C	66542,5	3,42	16,20	12,7826	4,73	9	12	0,00700
35	C′	66537,7	4,76	18,01	13,2507	3,73	8	12	0,00700
36	C′	66537,3	4,65	18,81	14,1563	4,14	9 1/4	11	0,00700
37	C	66543,2	3,71	16,20	12,4869	3,27	7 1/2	11	0,00700
38	C	66544,5	4,37	16,37	12,0073	3,73	7 1/4	14	0,00700
39	C	66541,0	3,16	16,17	13,0090	3,86	8	10	0,00805
40	C	66542,0	3,36	17,75	14,3864	3,47	7 1/2	13 1/2	0,00805
41	C	66541,4	3,01	17,22	14,2079	3,66	8	11	0,00805
42	C	66544,5	4,43	16,66	12,2284	4,69	6 1/2	9 1/2	0,00810
43	C′	66537,9	4,85	19,22	14,3663	4,68	7 3/4	11	0,00810
44	C′	66537,5	4,45	14,45	9,9971	4,18	5	8	0,00830
45	C	66545,5	5,42	17,75	12,3270	4,59	6 1/2	10	0,00830
46	C′	66538,6	5,73	19,65	13,9179	4,82	6 1/2	9	0,00830
47	C	66544,2	4,13	17,49	13,3581	3,96	7	10	0,00850
48	C′	66537,5	4,52	19,07	14,5482	4,44	6	10	0,00850
49	C′	66538,7	6,09	17,47	11,3808	4,35	6	11	0,00850
50	C	66545,7	5,69	17,59	11,9034	4,20	7	11	0,00850
51	C′	66537,5	4,47	19,09	14,6249	3,72	5	9	0,00850
52	C	66544,1	4,10	17,02	12,9184	3,36	5	10	0,00850
53	C′	66536,4	3,86	17,71	13,8492	2,36	6 1/2	11 1/2	0,00860
54	C	66543,9	4,00	16,95	12,9531	1,83	6	11	0,00900
55	C	66545,0	4,83	17,74	12,9105	2,46	6 1/2	10	0,00900
56	C′	66538,2	5,06	19,57	14,5118	2,73	7	11	0,00900
57	C	66543,8	3,95	17,97	14,0214	4,55	6 1/2	16	0,00950
58	C	66544,6	4,60	17,92	13,3207	4,82	6 1/2	14	0,00950
59	C′	66538,2	4,98	19,16	14,1818	5,07	6 3/4	12	0,00950
60	C′	66537,7	4,67	19,55	14,8788	4,90	6	15	0,00950

Suite des EXPÉRIENCES SOUS DES PRESSIONS PLUS FORTES QUE CELLE DE L'ATMOSPH.

$t_1 - t_0$ corrigé.	POIDS de l'eau condensée.	TEMPÉRAT. de cette eau.	PRESSION DE LA VAPEUR		TEMPÉRATURE DE LA VAPEUR		CHALEUR totale de la vapeur.	CHALEUR totale diminuée de la température de la vapeur (16).
			en millimètres.	en atmosphères.	calculée pour le thermomètre à air.	observée sur le thermomètre à mercure.		
(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)	(18)	(19)
°	gr.	°	mm	atm.	°	°		
12,2523	1296,48	23,96	3565,81	4,692	150,2	»	652,6	502,4
10,9170	1144,95	15,59	3883,14	5,109	153,5	153,62	650,1	496,6
14,2327	1499,90	18,70	3945,55	5,191	154,1	154,34	650,2	496,1
12,7840	1338,14	15,84	4055,13	5,335	155,1	»	651,3	496,2
13,3174	1402,45	18,36	4067,81	5,352	155,2	»	650,0	494,8
14,1941	1490,45	18,59	4068,44	5,353	155,2	155,39	652,0	496,8
12,5336	1313,88	16,42	4070,52	5,357	155,3	»	651,0	495,7
12,1007	1269,90	17,32	4115,06	5,415	155,7	»	651,4	495,7
13,0276	1360,26	15,84	4195,56	5,520	156,5	»	652,9	496,4
14,4533	1518,13	18,16	4268,10	5,616	157,1	»	651,4	494,3
14,2382	1491,04	17,52	4350,09	5,724	157,8	»	652,0	494,2
12,2476	1280,25	16,71	4643,15	6,109	160,3	160,74	653,1	492,8
14,4008	1509,65	18,89	4653,75	6,123	160,4	160,77	653,4	493,0
9,9838	1038,70	14,77	4821,20	6,344	161,8	162,34	654,1	492,3
12,3514	1292,20	17,77	5182,11	6,818	164,6	165,06	653,6	489,0
13,9473	1459,05	19,65	5212,47	6,858	164,9	165,40	655,4	490,5
13,3434	1390,60	17,14	6127,67	8,062	171,6	173,03	655,5	483,9
14,5716	1522,15	19,07	6287,61	8,273	172,6	174,17	655,8	483,2
11,4135	1190,38	17,52	6298,49	8,287	172,6	174,96	655,3	482,7
11,9120	1241,32	17,20	6329,21	8,328	172,8	174,96	655,6	482,8
14,6566	1530,15	19,05	6368,87	8,380	173,1	174,92	656,1	483,0
12,9418	1347,65	17,20	6401,76	8,423	173,4	174,84	656,0	482,6
13,9066	1449,30	17,73	6478,81	8,524	173,9	»	655,9	482,0
12,9904	1353,48	17,60	6483,35	8,530	174,0	»	656,0	482,0
12,9349	1347,95	17,71	6702,83	8,819	175,3	»	656,1	480,8
14,5565	1520,88	19,57	6728,59	8,853	175,5	»	656,1	480,6
14,0992	1457,30	18,59	7350,02	9,671	179,3	»	662,3	483,0
13,4219	1387,83	18,59	7416,65	9,759	179,6	»	662,2	482,6
14,2353	1471,35	19,20	7420,62	9,764	179,6	»	662,7	483,1
14,9825	1552,06	20,00	7465,28	9,822	180,0	»	662,2	482,2

SUITE DU TABLEAU N° II.

NUMÉROS des expériences.	CALORIMÈTRE.	POIDS de l'eau du calorimètre.	TEMPÉRAT. initiale t_0.	TEMPÉRAT. finale t_1.	$t_0 - t_1$. observé.	TEMPÉRAT. moyenne de l'air τ.	TEMPS de l'introduct. de la vapeur.	TEMPS jusqu'à la températ. descendante.	CHALEUR par conductibilité en 1 minute.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
		gr	°	°	°	°			°
61	C	66545,4	5,17	18,04	12,8732	6,62	5' 1/2	18'	0,00950
62	C'	66538,6	6,15	20,31	14,1603	7,37	5 3/4	18	0,00950
63	C'	66538,6	5,76	19,39	13,6275	7,53	6	15	0,00950
64	C	66545,4	5,17	20,62	15,4521	6,99	6 3/4	18	0,00950
65	C'	66538,5	5,64	19,82	14,1764	8,04	6 1/2	18	0,01000
66	C	66545,4	5,08	18,98	13,9042	7,23	6	16	0,01000
67	C'	66538,4	5,36	20,20	14,8384	8,87	6 1/2	16	0,01080
68	C	66544,9	4,75	19,01	14,2558	7,72	6 1/2	18	0,01080
69	C'	66538,4	5,36	20,94	15,5785	8,39	6 1/2	18	0,01080
70	C	66545,5	6,61	20,41	13,8029	10,80	6	18	0,01100
71	C	66544,4	7,48	21,68	14,1999	9,90	5 3/4	21	0,01100
72	C'	66538,4	6,50	22,69	16,1920	10,00	6	21	0,01100
73	C	66545,8	5,93	20,04	14,1093	9,70	5 3/4	20	0,01100

Le tableau n° II présente la même disposition que le tableau n° I, nous renverrons donc à l'explication qui a été donnée de ce dernier tableau, page 692. Nous remarquerons seulement que les forces élastiques indiquées dans la colonne (14) sont les hauteurs de mercure, observées sur le manomètre et augmentées de la hauteur du baromètre.

Le tableau n° II contient une colonne de plus que le tableau n° I. Cette colonne, qui est marquée par le chiffre (19), renferme les nombres que l'on obtient, en retranchant, de la chaleur totale inscrite dans la colonne (18), la température de la vapeur donnée par la colonne (16). Nous aurons besoin

Suite des EXPÉRIENCES SOUS DES PRESSIONS PLUS FORTES QUE CELLE DE L'ATMOSPH.

$t_1 - t_0$ corrigé. (11)	POIDS de l'eau condensée. (12)	TEMPÉRAT. de cette eau. (13)	PRESSION DE LA VAPEUR en millimètres. (14)	PRESSION DE LA VAPEUR en atmosphères. (15)	TEMPÉRATURE DE LA VAPEUR calculée pour le thermomètre à air. (16)	TEMPÉRATURE DE LA VAPEUR observée sur le thermomètre à mercure. (17)	CHALEUR totale de la vapeur. (18)	CHALEUR totale diminuée de la température de la vapeur (16). (19)
°	gr.	°	mm	atm.	°	°		
12,9428	1337,88	18,88	8056,49	10,600	183,2	»	662,4	479,2
14,2713	1478,64	20,77	8106,48	10,666	183,5	»	662,8	479,3
13,6712	1413,98	19,75	8131,26	10,699	183,7	»	662,8	479,1
15,5494	1614,90	20,92	8138,24	10,708	183,7	»	661,8	478,1
14,2028	1465,93	20,22	8550,41	11,250	186,0	»	664,5	478,5
13,9510	1440,52	20,42	8563,30	11,267	186,0	»	664,9	478,9
14,8716	1537,38	20,60	8925,38	11,744	187,9	»	664,4	476,5
14,3140	1474,39	19,75	8990,73	11,830	188,2	»	665,6	477,4
15,6185	1617,02	21,73	9004,86	11,848	188,2	»	664,2	476,0
13,8296	1427,75	21,66	10141,52	13,344	193,8	»	666,0	472,2
14,2716	1479,00	22,13	10193,27	13,412	194,2	»	664,3	470,1
16,2719	1585,73	23,33	10332,38	13,595	194,7	»	665,4	470,7
14,1389	1456,67	20,48	10354,84	13,625	194,8	»	666,0	471,2

de ces nombres pour comparer nos déterminations expérimentales avec les résultats que l'on déduit de la loi de Southern.

La colonne (16) renferme les températures de la vapeur, sur le thermomètre à air, et déduites des forces élastiques inscrites dans la colonne (14). La colonne (17) donne les températures de la vapeur, observées directement sur les thermomètres à mercure qui sont disposés dans la chaudière. Ces deux espèces de températures diffèrent nécessairement l'une de l'autre, puisque les deux instruments ne sont pas comparables. Mais, en tenant compte de la différence de

marche des deux instruments d'après la table de la page 239, on reconnaît que les températures observées dans la chaudière sont, en général, très-sensiblement plus élevées que celles que l'on déduit des forces élastiques. Les différences sont souvent plus grandes que celles que nous avons remarquées dans les expériences du tableau n° I, qui ont été faites sous la pression même de l'atmosphère. Cette circonstance tient à ce que, dans les expériences sous hautes pressions, la vapeur de la chaudière doit présenter une force élastique notablement supérieure à la pression de l'air du réservoir, pour que la distillation soit suffisamment abondante. Cette différence de pression est d'ailleurs trop petite, dans tous les cas, pour exercer une influence fâcheuse sur l'exactitude des résultats.

III. Chaleur totale de la vapeur d'eau sous des pressions plus faibles que celle de l'atmosphère.

On remplace la pompe foulante à air des expériences précédentes par une machine pneumatique, et l'on fait le vide dans le réservoir EF, jusqu'à ce que l'on ait obtenu la pression sous laquelle on veut faire des déterminations. Les expériences sont conduites de la même manière, que lorsque la vapeur s'engendre sous haute pression ; mais on ne peut plus mesurer directement la température de l'eau provenant de la condensation de la vapeur, parce qu'on ne peut faire sortir cette eau du calorimètre, qu'après avoir fait rentrer l'air dans l'appareil. On est obligé d'admettre, que l'eau condensée est en équilibre de température avec celle du calorimètre, au moment où l'on note la température maximum. On atténue cependant notablement l'erreur qui peut résulter de cette

hypothèse, en suivant le refroidissement du calorimètre pendant les dix premières minutes qui suivent l'observation du maximum, et en comparant ce refroidissement à celui qui a lieu pendant les dix minutes suivantes. La différence entre les deux résultats observés doit donner, à très-peu près, la quantité de chaleur, que l'eau condensée a continué à abandonner à l'eau du calorimètre, et l'on peut admettre, que l'eau condensée est maintenant en équilibre de température avec l'eau ambiante.

Après chaque couple d'expériences, on fermait le robinet R_4 du réservoir à air EF, puis on laissait rentrer l'air dans le condenseur et dans la chaudière; enfin on recueillait successivement, dans le ballon O, l'eau condensée dans chacun des calorimètres, et on en déterminait le poids.

L'ébullition de l'eau, sous de faibles pressions, est beaucoup plus irrégulière que sous des pressions plus élevées. Elle a toujours lieu avec soubresauts, et les thermomètres de la chaudière marquent des variations notables de température, suivant que la distillation est plus ou moins active. En général, il se manifeste dans ces expériences une assez grande différence de pression entre la vapeur de la chaudière et l'air de l'atmosphère artificielle. La vapeur ayant une densité très-faible, on est obligé de la faire arriver avec beaucoup de vitesse, pour que l'expérience ne se prolonge pas trop longtemps. J'ai remplacé dans ces nouvelles expériences le chauffage au coke et à la houille par un chauffage au charbon de bois, qu'il est plus facile de régler convenablement.

Le tableau n° III renferme 23 expériences qui ont été faites sous des pressions variant de $0^{atm.},64$ à $0^{atm.},22$.

TABLEAU N° III.

NUMÉROS des expérienc.	CALORIMÈTRE.	POIDS de l'eau du calorimètre.	TEMPÉRATURE initiale t_0.	TEMPÉRATURE finale t_1.	$t_1 - t_0$ observé.	TEMPÉRATURE moyenne de l'air τ.	TEMPS de l'introduction de la vapeur.	TEMPS jusqu'à la températ. descendante.	CHALEUR par conductibilité en 1 minute.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1	C′	66538,2	6°,82	19°,62	12°,8029	8°,66	13′	14′	0°,00350
2	C	66545,4	6,65	17,90	11,2534	8,34	13	14	0,00350
3	C′	66737,8	7,20	20,33	13,1362	8,74	12	14	0,00350
4	C′	66538,5	6,40	19,21	12,8109	6,60	11	13	0,00350
5	C	66545,3	6,91	18,64	11,7329	8,55	15	17	0,00350
6	C	66545,6	6,30	17,74	11,4398	6,18	8	9	0,00350
7	C	66540,0	10,61	22,53	11,9221	13,45	12	13	0,00345
8	C′	66534,9	9,05	21,63	12,5847	10,00	11	13	0,00345
9	C	66542,4	8,85	21,05	12,2018	11,76	12	14	0,00340
10	C	66534,4	11,02	22,31	11,2906	13,95	9 ½	12 ½	0,00340
11	C	66535,0	10,93	22,14	11,2107	14,26	12	14	0,00340
12	C	66543,5	8,05	19,44	11,3919	8,15	12	14	0,00340
13	C	66543,5	8,03	17,01	8,9862	8,78	16	17	0,00340
14	C′	66538,1	7,00	17,67	10,6697	6,41	9	11	0,00340
15	C	66545,3	6,95	20,20	13,2461	6,00	8	10	0,00340
16	C′	66538,1	7,09	20,28	13,1907	7,19	12	13	0,00340
17	C′	66538,2	6,93	18,28	11,3505	6,80	9	15	0,00320
18	C	66545,3	6,93	18,69	11,7649	6,91	12	13	0,00320
19	C	66545,3	6,85	19,17	12,3244	6,60	13	14	0,00320
20	C′	66538,4	6,59	19,12	12,5342	6,63	10	12	0,00320
21	C	66545,5	6,48	18,23	11,7462	6,38	13	14	0,00320
22	C′	66538,4	6,73	19,58	12,8493	7,90	10	12	0,00320
23	C	66545,5	6,58	18,25	11,6743	7,52	12	13	0,00320

EXPÉRIENCES SOUS DES PRESSIONS PLUS FAIBLES QUE CELLE DE L'ATMOSPHÈRE.

$t_1 - t_0$ corrigé.	POIDS de l'eau condensée.	TEMPÉRATURE de cette eau.	PRESSION DE LA VAPEUR		TEMPÉRATURE DE LA VAPEUR.		CHALEUR totale de la vapeur.	CHALEUR totale diminuée de la température de la vapeur (16).
			en millimètres.	en atmosphère.	calculée.	observée.		
(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)	(18)	(19)
°	gr.		mm	atm.	°	°	°	°
12,8361	1390,85	»	488,75	0,643	88,11	87,96	633,4	545,3
11,2771	1219,25	»	483,31	0,636	87,83	87,63	633,1	545,3
13,2044	1444,50	»	449,84	0,592	85,97	86,04	628,4	542,0
12,8977	1404.00	»	437,16	0,575	85,24	85,41	628,6	543,4
11,7868	1278,98	»	436,62	0,574	85,20	85,32	631,7	546,5
11,4730	1246,65	»	430,93	0,567	84,88	85,68	629,9	545,0
11,9472	1310,63	»	401,40	0,528	83,08	83,61	628,9	545,8
12,6276	1378,34	»	394,92	0,519	82,66	82,98	631,0	548,3
12,2286	1338,45	»	369,80	0,486	81,03	81,42	628,8	547,8
1,3202	1243,87	»	363,36	0,478	80,60	83,18	627,7	547,1
1,2189	1230,15	»	360,12	0,474	80,37	81,08	628,8	548,4
1,4240	1244,23	»	357,13	0,470	80,17	80,63	630,2	550,0
9,0240	979,10	»	348,22	0,458	79,55	79,29	630,1	550,5
0,7537	1174,26	»	330,63	0,435	78,28	»	627,0	548,7
3,3304	1457,37	»	307,17	0,404	76,50	79,76	628,6	552,1
3,2773	1462,02	»	247,07	0,325	71,35	72,60	624,4	553,0
1,4712	1264,00	»	244,55	0,322	71,11	72,85	622,2	551,1
1,8348	1294,22	»	238,09	0,313	70,49	71,97	626,9	556,4
2,4115	1359,50	»	230,17	0,303	69,70	70,77	626,4	556,7
2,6183	1390,98	»	213,72	0,281	68,01	70,41	622,5	554,5
1,8259	1297,23	»	198,10	0,270	66,30	68,03	624,7	558,4
2,9255	1424,83	»	181,47	0,239	64,34	67,78	622,9	558,6
1,7109	1284,34	»	170,91	0,224	63,02	65,38	625,5	562,5

Si l'on compare entre elles les expériences qui ont été faites à peu près sous la même pression, on reconnaît que les chaleurs totales qu'elles donnent, présentent des différences un peu plus grandes que celles qui se montrent dans les tableaux I et II; mais une seule de ces différences atteint 4,7, c'est-à dire environ $\frac{1}{150}$ de la quantité totale que l'on mesure.

Je n'ai pas cherché à faire, avec mon grand appareil, des déterminations de la chaleur totale de la vapeur sous des pressions plus petites que $\frac{1}{5}$ d'atmosphère, parce que, sous les pressions faibles, l'ébullition de l'eau est très-irrégulière, et qu'il est difficile de la diriger de manière à obtenir des résultats dans lesquels on puisse avoir une entière confiance.

Il était cependant à désirer que l'on parvînt à connaître exactement la chaleur totale de la vapeur à saturation sous les très-faibles pressions; car cette connaissance est de la plus haute importance pour l'étude des phénomènes météorologiques. J'ai fait à plusieurs reprises un grand nombre de tentatives pour la déterminer; mais plusieurs des méthodes que j'ai employées exigent la connaissance de certains éléments sur lesquels il reste encore beaucoup d'incertitude.

Au lieu de déterminer expérimentalement la quantité de chaleur qu'un poids connu de vapeur, à saturation sous une pression déterminée, abandonne à l'eau froide d'un calorimètre en se condensant, j'ai cherché la quantité de chaleur qu'un poids connu d'eau, placé dans le récipient d'un calorimètre, enlève à ce calorimètre lorsqu'elle se vaporise sous une très-faible pression.

Je me suis servi à cet effet d'un petit calorimètre en laiton, semblable pour la forme à celui qui a été employé par M. Brix, et qui a été décrit dans la note jointe à la page 641;

les dimensions de mon appareil sont seulement plus grandes. On prend la tare exacte du calorimètre sur une balance, puis on le pèse de nouveau, après avoir introduit, au moyen d'une pipette, environ 5 grammes d'eau distillée dans le récipient *efgh*, planche II, figure 35. On connaît donc avec précision le poids de l'eau qui doit être soumise à l'évaporation. On met le récipient en communication, par sa tubulure *mn*, avec un flacon qui sert de réservoir à air, et qui communique d'un côté avec une machine pneumatique, et de l'autre côté avec le manomètre barométrique que j'ai décrit page 130.

Le flacon, qui sert d'atmosphère artificielle, est plongé dans un mélange réfrigérant de glace et de sel marin. Lorsque l'appareil est disposé, on verse dans le calorimètre un volume déterminé d'eau, à une température connue; on recouvre le calorimètre de son couvercle, et l'on dispose un petit thermomètre très-sensible, dont le réservoir se place dans l'axe du calorimètre.

On commence par observer la marche du refroidissement ou du réchauffement de l'eau du calorimètre pendant cinq minutes, cette eau étant continuellement agitée. Pour que le refroidissement soit plus régulier, on a disposé le calorimètre concentriquement dans un vase en fer-blanc un peu plus large, qui le préserve des courants d'air accidentels. On fait ensuite rapidement le vide au moyen de la machine pneumatique, et l'on amène la force élastique de l'air intérieur à une valeur déterminée que l'on observe sur le manomètre barométrique, et qui doit être nécessairement inférieure à la force élastique que la vapeur d'eau présente à la température du calorimètre. La distillation de l'eau placée dans le réci-

pient *efgh* du calorimètre commence aussitôt, la vapeur se condense dans le flacon refroidi. On note, de minute en minute, la température du calorimètre dont l'eau est continuellement agitée, et l'on observe en même temps la force élastique marquée par le manomètre barométrique.

On reconnaît facilement le moment où l'eau du récipient *efgh* a complétement distillé, parce que la marche descendante du thermomètre s'arrête brusquement; la température reste stationnaire pendant un instant très-court, puis elle remonte lentement, si toutefois la température de l'eau du calorimètre se trouve inférieure à la température ambiante. On reconnaît également la fin de la distillation sur le manomètre barométrique, parce que la colonne qui communique avec l'appareil monte alors brusquement d'une petite quantité.

On suit de nouveau pendant cinq minutes la marche ascendante ou descendante du thermomètre. Cette dernière observation, combinée avec l'observation du refroidissement pendant les cinq minutes qui ont précédé la distillation, donne les éléments, au moyen desquels on peut calculer rigoureusement les corrections qu'il faut apporter à la température finale, pour tenir compte des pertes ou des gains de chaleur que le calorimètre éprouve par l'air ambiant pendant la durée de l'expérience.

Soit M le poids de l'eau placée dans le calorimètre, augmenté de la valeur en eau du calorimètre lui-même et de ses appendices;

m le poids de l'eau soumise à l'évaporation;

t_0 la température initiale du calorimètre;

t_1 la température finale;

par suite, $t_0 - t_1$ l'abaissement de température que l'eau du calorimètre a éprouvé, par suite de la vaporisation de l'eau placée dans son récipient.

La quantité $(t_0 - t_1)$ a besoin d'être corrigée par suite de l'influence des causes extérieures sur le calorimètre. La correction s'obtenait de la manière suivante :

On a fait une série d'expériences préliminaires sur la vitesse de refroidissement ou de réchauffement que présente le calorimètre rempli d'eau à différentes températures, lorsque l'air ambiant conserve sensiblement la même température. On a construit sur les données de ces expériences une courbe graphique, en prenant pour abscisses les températures du calorimètre, et pour ordonnées les vitesses de refroidissement, c'est-à-dire, l'abaissement de température éprouvé en une minute. On a reconnu que cette courbe diffère très-peu de la ligne droite, et l'on a pu admettre, sans erreur sensible, pour évaluer la correction dont nous nous occupons, que cette courbe est réellement une ligne droite.

Or, l'observation directe du refroidissement que présente le calorimètre pendant les cinq minutes qui précèdent l'expérience, et l'observation du réchauffement pendant les cinq minutes qui la suivent, donnent les deux points extrêmes de la ligne droite qui représente le refroidissement dans chaque expérience. Il suffira donc de prendre sur cette ligne les refroidissements ou réchauffements que cette eau a subis pendant chaque minute de l'expérience, d'après l'indication de la température que l'on a eu soin d'inscrire de minute en minute. La correction totale à apporter à $t_0 - t_1$ sera égale à la somme algébrique e de tous ces refroidissements partiels.

On aura donc, en désignant par X la quantité de chaleur absorbée par un gramme d'eau, lorsqu'elle se vaporise dans les conditions de l'expérience :

$$mX = M(t_0 - t_1 + e).$$

Pour que la quantité X représentât ce que nous avons appelé la *chaleur totale* de la vapeur, page 7, il faudrait que l'eau évaporée m eût été mise dans le calorimètre, à la température de 0°. Mais elle présentait la température t_0 à l'origine, la chaleur totale sera donc $X + t_0$.

La quantité $X + t_0$ représente bien la quantité de chaleur que le poids m d'eau à 0° absorbe, pour se réduire en vapeur dans les conditions où l'évaporation a eu lieu ; mais la vapeur qui s'est développée était-elle à saturation, et dans ce cas, quelle est la force élastique ou la température à laquelle cet état de saturation correspond? Ce sont là les véritables difficultés de la question, et ces difficultés ne me paraissent pas pouvoir être levées avec certitude.

Nous connaissons la force élastique f de l'air de notre atmosphère artificielle; elle est donnée par le manomètre barométrique; mais il est évident que la vapeur doit présenter dans le récipient $efgh$ du calorimètre une tension plus considérable; car sans cela la distillation n'aurait pas lieu. La différence entre les deux tensions doit même être assez grande; car, pour que l'expérience se fasse dans des conditions favorables d'exactitude, il faut que la distillation soit assez rapide, afin que la correction e ne soit jamais qu'une fraction très-petite de $t_0 - t_1$.

Une cause d'incertitude de la même nature existe dans nos expériences sous de plus hautes pressions; la vapeur pré-

sente nécessairement dans la chaudière un excès de pression sur l'air de l'atmosphère artificielle; mais il ne peut pas en résulter d'erreur sensible, parce que cet excès de pression est toujours une fraction extrêmement petite de la pression totale. Il n'en est pas de même dans nos expériences actuelles, où la différence de pression peut être une fraction notable de la pression totale, parce que celle-ci est très-petite. Il est donc probable que la force élastique f, observée sur le manomètre barométrique, est notablement plus faible que la pression moyenne F, sous laquelle la vapeur a distillé.

De plus, la vapeur qui sort du calorimètre n'est pas à l'état de saturation. Cette vapeur est à l'état de saturation au moment où elle se développe, et sa tension correspond à la température τ que présente en ce moment l'eau soumise à la vaporisation; mais cette température τ doit être nécessairement au-dessous de celle de l'eau ambiante du calorimètre. La vapeur, avant de s'échapper, se suréchauffe donc contre les parois du récipient du calorimètre, et leur enlève une petite portion de chaleur qui complique le résultat.

Ainsi, 1° on ne connaît pas exactement la température θ à laquelle correspond la saturation de la vapeur; cette température doit être un peu supérieure à celle à laquelle correspond une force élastique de la vapeur aqueuse égale à la pression f du manomètre. 2° La valeur de $X + t_0$ doit être trouvée un peu trop forte, parce que la vapeur sort du calorimètre à une température supérieure à θ.

Il est clair que l'on affaiblira beaucoup ces incertitudes, en amenant la pression f seulement très-peu au-dessous de la force élastique de la vapeur d'eau qui correspond, à chaque instant, à la température de l'eau du calorimètre; mais la dis-

tillation est alors très-lente, l'expérience dure longtemps, et par cela seul elle n'est plus susceptible d'exactitude.

Je ne pense pas cependant que les différentes circonstances, que je viens d'énumérer, puissent altérer notablement les résultats. Pour m'en assurer, j'ai fait mes expériences dans des circonstances variées, tantôt en ne laissant qu'une pression très-faible dans l'appareil, la distillation des 5 grammes d'eau était très-rapide et s'achevait en 3 ou 4 minutes; tantôt je laissais une pression plus forte, et la distillation des 5 grammes d'eau exigeait jusqu'à 12 minutes. Les causes de perturbation devaient être beaucoup plus efficaces dans le premier cas que dans le second, et cependant les différences se sont toujours montrées très-petites. J'ai fait varier aussi la température initiale de l'eau du calorimètre depuis 9° jusqu'à 28°.

J'ai cherché si l'on pouvait obtenir des résultats exacts pour une distillation très-lente, en comparant la vitesse du refroidissement du calorimètre, pendant que l'eau se vaporise, à celle que présente ce calorimètre dans les mêmes circonstances, lorsque l'eau ne distille pas; mais il m'a semblé qu'il était impossible de rien déduire de certain de cette manière d'opérer, parce que la distillation est trop irrégulière.

Nous avons dit que l'on plaçait, pour chaque expérience, le même volume d'eau dans le calorimètre. Le poids de cette eau a varié de 500$^{gr.}$ à 502$^{gr.}$, entre les limites des températures initiales t_0 qui se sont présentées dans mes expériences. Il faut ajouter à ce poids la valeur en eau du calorimètre lui-même et de ses appendices. Cette valeur, déterminée d'après le poids de l'appareil et la chaleur spécifique du métal qui le constitue, s'est trouvée de 37$^{gr.}$,5. J'ai déterminé cette même

valeur par des expériences directes, en observant les changements de température que subissait l'eau du calorimètre par l'addition d'une quantité déterminée d'eau chaude dont la température était connue exactement, ou par la fusion d'un poids connu de glace. J'ai trouvé ainsi, comme moyenne d'un grand nombre d'expériences, que la valeur en eau du calorimètre était de 42$^{gr.}$,3. J'ai admis pour cette valeur le nombre 40,0 qui est sensiblement la moyenne entre la valeur calculée et celle qui avait été trouvée directement.

J'ai réuni dans le tableau n° IV toutes les expériences que j'ai faites par ce procédé. Ce tableau n'exige pas une explication spéciale; les différents éléments qui le composent ont été suffisamment expliqués dans ce qui précède.

TABLEAU N° IV.

NUMÉROS des expériences. (1)	POIDS DE L'EAU évaporée m. (2)	POIDS DE L'EAU du calorimètre M. (3)	TEMPÉRATURE initiale du calorimètre t_0. (4)	TEMPÉRATURE finale du calorimètre t_1. (5)	$(t_0 - t_1)$ observé. (6)
	gr.	gr.	°	°	°
1	5,250	542,0	9,21	3,55	5,666
2	5,180	541,8	12,17	6,34	5,834
3	5,127	541,8	12,44	7,16	5,281
4	5,170	541,4	15,47	10,09	5,382
5	5,262	541,3	16,47	10,95	5,517
6	5,127	541,3	16,17	10,82	5,355
7	5,178	541,0	18,74	13,26	5,483
8	5,240	541,0	19,22	13,68	5,544
9	5,220	541,0	19,21	13,63	5,584
10	5,252	541,0	20,20	14,60	5,605
11	5,152	541,0	20,31	14,82	5,490
12	5,242	540,9	21,48	15,90	5,582
13	5,271	540,8	21,72	16,01	5,713
14	5,221	540,8	21,71	16,04	5,666
15	5,200	540,4	23,05	17,40	5,652
16	5,250	540,4	23,54	17,85	5,693
17	5,195	540,3	22,81	18,17	5,638
18	5,162	540,3	24,09	18,49	5,598
19	5,216	540,3	24,10	18,43	5,672
20	5,192	540,1	26,40	21,72	5,679
21	5,085	540,0	27,57	22,00	5,571
22	5,207	539,9	28,16	22,45	5,710

EXPÉRIENCES SOUS LES PRESSIONS TRÈS-FAIBLES.

$(t_0 - t_1)$ corrigé. (7)	PRESSION moyenne sous laquelle la distillation a eu lieu *f*. (8)	TEMPÉRATURE à laquelle la vapeur présente la force élastique *f*. (9)	DURÉE de la distillation. (10)	CHALEUR absorbée par l'eau évaporée X. (11)	CHALEUR totale $(X + t_0)$. (12)
°	mm	°			
5,748	4,5	— 0,2	11′	592,3	601,5
5,713	3,9	— 2,1	7	596,7	608,9
5,624	4,6	0	9	593,4	605,8
5,725	7,7	+ 7,4	10	599,0	614,5
5,815	8,3	+ 8,5	10	597,0	613,5
5,642	7,8	+ 7,6	9	595,3	611,5
5,592	9,0	+ 8,6	11	584,3	603,0
5,675	10,3	+ 11,8	10	585,9	605,1
5,738	7,8	+ 7,6	7	594,6	613,8
5,725	11,9	+ 14,0	11	589,7	609,9
5,557	10,0	+ 11,4	8	582,4	602,7
5,744	11,5	+ 13,5	12	592,8	614,3
5,761	6,6	+ 5,2	5	590,2	611,9
5,717	5,3	+ 2,0	4	591,3	613,0
56,94	12,4	+ 14,7	8	592,4	615,4
5,697	8,3	+ 8,5	4	587,1	610,6
5,626	8,3	+ 8,5	4	585,9	609,7
5,605	8,6	+ 9,0	4	587,4	611,5
5,676	8,5	+ 8,9	4	587,6	611,7
5,641	13,6	+ 16,1	6	586,7	613,1
5,523	8,3	+ 8,6	4	586,5	614,1
5,705	7,2	+ 6,4	3	591,6	619,7

Il est important de remarquer que les expériences consignées dans ce tableau ont été faites à dessein dans des circonstances très-variées, qui étaient souvent défavorables à l'exactitude des résultats. On aurait certainement trouvé des variations moins grandes dans les chaleurs totales, si l'on avait cherché, au contraire, à se placer toujours dans des circonstances semblables.

Je pense que l'on ne s'éloignera pas beaucoup de la vérité, en admettant que la chaleur totale de la vapeur d'eau, qui se développe à l'état de saturation sous une pression de $9^{mm},16$, laquelle correspond à la température de 10°, est égale à 610 unités. La chaleur totale pour l'eau à zéro degré serait seulement plus faible de quelques unités.

J'ai cherché à obtenir la chaleur latente de la vapeur d'eau à saturation aux basses températures, par une autre méthode qui me permettra, j'espère, d'obtenir cette donnée avec beaucoup d'exactitude, et contre laquelle on ne peut pas élever les objections que nous avons faites contre le premier procédé. Mais cette méthode, que j'ai décrite à la fin de mon mémoire sur l'hygrométrie (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome XV, page 227), exige la connaissance de plusieurs données sur lesquelles il reste encore beaucoup d'incertitude. On a besoin notamment de connaître la capacité calorifique de l'air, et la quantité de chaleur que l'air absorbe pendant sa dilatation. Il m'a paru nécessaire de déterminer ces deux éléments par de nouvelles expériences, et c'est seulement lorsque celles-ci seront terminées, que je pourrai calculer les déterminations de la chaleur latente de la vapeur d'eau.

Si nous jetons les yeux sur l'ensemble des tableaux I, II, III et IV, il nous sera facile de reconnaître si l'expérience vérifie l'une ou l'autre des deux lois qui se partagent les suffrages des physiciens.

D'après la loi de Watt, la quantité de chaleur qu'il faut donner à un kilogramme d'eau liquide à 0°, pour la transformer en vapeur à saturation, est la même, quelle que soit la pression. Or ces quantités de chaleur se trouvent inscrites dans la colonne 18 des tableaux ; les nombres qui les représentent, devraient donc rester constants, ou au moins ne présenter que les variations accidentelles qui proviennent des erreurs des expériences. Or ces nombres vont en augmentant avec la pression, d'une manière parfaitement régulière, depuis 610, qui est la valeur de la chaleur totale de la vapeur d'eau sous une pression de $\frac{1}{100}$ d'atmosphère, jusqu'à 666, qui exprime la même quantité sous la pression de 13,6 atmosphères.

La loi de Southern consiste au contraire à dire, que la chaleur obtenue en retranchant, de la chaleur totale, la chaleur sensible indiquée par le thermomètre, en un mot, que la chaleur appelée ordinairement *la chaleur latente de vaporisation,* reste constante sous toutes les pressions. La colonne 20 des tableaux II et III renferme les nombres que l'on obtient, en retranchant de la chaleur totale inscrite dans la colonne 18, la température (colonne 19) qu'indiquerait un thermomètre à air plongé dans la vapeur, cette température étant calculée d'après les forces élastiques de la vapeur inscrites dans la colonne 14.

Si la loi de Southern est la véritable, les nombres de la colonne 20 des tableaux II et III doivent rester constants : or

ces nombres diminuent d'une manière graduelle depuis 560, qui correspond à la pression de $\frac{1}{5}$ d'atmosphère, jusqu'à 471 qui correspond à la pression de 13,6 atmosphères, ou même depuis 600 jusqu'à 471, si l'on fait entrer la valeur 610 — 10 qui correspond à la température de 10°, et que nous avons déduite du tableau n° IV.

La loi de Southern s'écarte donc encore davantage que la loi de Watt, des résultats numériques donnés par l'expérience directe.

Il conviendrait maintenant de chercher la véritable loi qui lie les quantités totales de chaleur contenues dans la vapeur à saturation ; mais je ne pense pas que cette recherche puisse être faite actuellement avec quelque chance de succès, car il nous manque plusieurs éléments dont la connaissance me paraît absolument nécessaire à la solution du problème. Il me paraît qu'il est essentiel de connaître la loi qui règle les densités de la vapeur aqueuse, à saturation et à non saturation, sous les diverses pressions et aux différentes températures. On calcule ordinairement ces densités en admettant que, pour une température constante, les densités de la vapeur à saturation et à non saturation peuvent se calculer d'après la loi de Mariotte, et que, sous la même pression, mais à différentes températures, les volumes de la vapeur non saturée peuvent être déterminés, en admettant que la vapeur se dilate, pour chaque degré de température, et quelle que soit sa densité, de la même fraction de son volume à zéro degré, dont se dilate, pour le même intervalle de température, l'air atmosphérique ayant la densité qu'il possède sous la pression d'une seule atmosphère. Or les différentes recherches que j'ai publiées dans cette suite de

mémoires, rendent très-probable que ces hypothèses s'écartent beaucoup de la réalité, et il est indispensable que l'expérience directe établisse ces relations avec certitude.

Les recherches que je viens d'exposer dans ce mémoire, nous donnent les quantités de chaleur qu'un kilogramme de vapeur d'eau à saturation sous les diverses pressions, par conséquent à différentes températures, abandonne, lorsqu'on la réduit à l'état d'eau liquide à zéro degré. Mais il me paraît en outre essentiel de connaître la quantité de chaleur qu'un kilogramme de vapeur, *à différentes températures, sous diverses pressions, mais non saturée,* abandonne dans les mêmes circonstances. Ce sera l'objet d'un prochain mémoire, auquel je joindrai de nouvelles recherches sur la chaleur spécifique des gaz permanents, et sur la chaleur qu'ils dégagent par la compression.

Ces notions me paraissent absolument nécessaires pour que l'on puisse chercher, d'une manière rationnelle, les lois physiques des forces élastiques de la vapeur aqueuse aux diverses températures, et celles qui lient entre elles les quantités totales de chaleur que la vapeur d'eau possède dans des circonstances déterminées. Je me propose de revenir sur cet objet, lorsque je serai parvenu à résoudre expérimentalement les problèmes dont je viens de donner l'énoncé.

Mais, quelle que soit la loi qui lie les quantités totales de chaleur avec les températures, on peut toujours, dans les limites de mes expériences, développer numériquement cette loi suivant les puissances ascendantes de t, et supposer qu'elle donne

$$\lambda = A + BT + CT^2 + DT^3 + \ldots$$

A, B, C, D... étant des coefficients constants.

Si l'on pose $\lambda = A$, on a la loi de Watt, dont l'inexactitude est démontrée par les expériences qui précèdent. J'ai cherché si l'on pouvait représenter mes expériences, avec une précision suffisante, au moyen de la formule à deux termes,

$$\lambda = A + BT.$$

Nous avons admis, d'après les expériences du tableau n° IV, que la chaleur totale renfermée dans la vapeur d'eau à aturation, pour la température de + 10°, était de 610 unités.

Le tableau n° III donne, pour la quantité totale de chaleur renfermée dans la vapeur d'eau saturée à 63° 625

D'après le tableau n° I, la chaleur totale de la vapeur à saturation, à la température de 100°, est 637

Enfin, nous trouvons à la fin du tableau n° II, que la chaleur totale de la vapeur saturée à 195° du thermomètre à air, est.................. 666

J'ai calculé les deux constantes A et B de la formule au moyen des deux dernières observations, c'est-à-dire, au moyen des valeurs de la chaleur totale aux températures de 100° et de 195°, qui m'inspirent toute confiance; j'ai trouvé ainsi :

$$A = 606{,}5$$
$$B = 0{,}305;$$

de sorte que la formule numérique est :

$$\lambda = 606{,}5 + 0{,}305 . T.$$

Cette formule reproduit très-exactement les chaleurs totales pour les températures de + 10° et + 63°. En effet,

pour T = + 10°, la formule donne $\lambda = 609,6$
Nous avons admis, d'après nos expériences, $\lambda = 610,0$
Pour T = + 63°, la formule donne $\lambda = 625,2$
Nos expériences ont donné $\lambda = 625,0$

On peut reconnaître, en outre, que les nombres donnés par la formule pour les différentes températures auxquelles les expériences des tableaux n° II et n° III ont été faites, ne présentent jamais, avec les nombres trouvés expérimentalement, des différences qui surpassent les erreurs probables des observations. On peut donc admettre que notre formule numérique représente toutes nos déterminations expérimentales d'une manière satisfaisante, et que les expériences ne sont pas susceptibles d'une précision assez grande, pour qu'il soit utile d'avoir recours à une formule à trois termes.

Nous adopterons donc provisoirement la formule

$$\lambda = 606,5 + 0,305\ T,$$

comme exprimant la loi numérique du phénomène, en attendant qu'une étude plus approfondie des propriétés des vapeurs nous permette d'établir sa véritable loi physique.

D'après cette formule, la chaleur totale, renfermée dans un kilogr. de vapeur saturée à la température T, est égale à la quantité de chaleur qu'un kilogr. de vapeur saturée à 0° abandonne en passant à l'état d'eau liquide à 0°, augmentée du produit 0,305 T. La fraction 0,305 est donc une *capacité calorifique particulière* de la vapeur d'eau, différente des capacités calorifiques des gaz à volume constant ou à pression constante, mais en relation intime avec ces dernières. C'est la quantité de chaleur qu'il faut fournir à un kilogr. de vapeur saturée, pour élever sa température de 1°, lorsque l'on

comprime en même temps cette vapeur, de manière à la maintenir à l'état de saturation.

J'ai calculé, au moyen de cette formule, la table suivante, dans laquelle on trouve les chaleurs totales renfermées dans la vapeur saturée, pour des températures qui croissent de 10 en 10°.

TEMPÉRATURE de la vapeur saturée.	FORCE ÉLASTIQUE CORRESPONDANTE en millimètres.	FORCE ÉLASTIQUE CORRESPONDANTE en atmosphères.	CHALEUR TOTALE.
°	mm	atm.	
0	4,60	0,006	606,5
10	9,16	0,012	609,5
20	17,39	0,023	612,6
30	31,55	0,042	615,7
40	54,91	0,072	618,7
50	91,98	0,121	621,7
60	148,79	0,196	624,8
70	233,09	0,306	627,8
80	354,64	0,466	630,9
90	525,45	0,691	633,9
100	760,00	1,000	637,0
110	1075,37	1,415	640,0
120	1491,28	1,962	643,1
130	2030,28	2,671	646,1
140	2717,63	3,576	649,2
150	3581,23	4,712	652,2
160	4651,62	6,120	655,3
170	5961,66	7,844	658,3
180	7546,39	9,929	661,4
190	9442,70	12,425	664,4
200	11688,96	15,380	667,5
210	14324,80	18,848	670,5
220	17390,36	22,882	673,6
230	20926,40	27,535	676,6

DIXIÈME MÉMOIRE.

SUR LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DE L'EAU LIQUIDE AUX DIVERSES TEMPÉRATURES.

Les expériences que j'ai décrites dans le précédent mémoire, avaient pour but de déterminer les quantités de chaleur qu'il faut fournir à un kilogramme d'eau liquide à 0°, pour la changer en vapeur à saturation sous les diverses pressions. Mais ces quantités se composent de deux parties distinctes : la première est la quantité de chaleur qu'il faut fournir à l'eau liquide à 0°, pour élever sa température jusqu'au point où le changement d'état a lieu, et la seconde est celle qui se trouve absorbée à l'état latent, par le passage de l'eau liquide à l'état de vapeur. Les physiciens admettent généralement que la première partie est représentée par le nombre qui exprime la température de la vapeur; en d'autres termes, ils admettent que la capacité calorifique de l'eau liquide est constante, c'est-à-dire, qu'il faut la même quantité de chaleur pour élever un kilogramme d'eau de la température de 0° à la température de 1°, que pour élever la même quantité d'eau de 100° à 101°, de 200° à 201°. J'ai fait voir (*Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, tome IX, page 324) que la chaleur spécifique de certains liquides augmente rapidement avec la température. J'ai trouvé, en effet, que la cha-

leur spécifique moyenne de l'essence de térébenthine, qui est d'environ 0,420 entre 15° et 25°, s'élève déjà à 0,467 entre 20° et 100° (*Annales de Chimie*, tome IX, pages 342 et 347). Il est probable que cette augmentation de la capacité calorifique est surtout très-notable pour les liquides dont le coefficient de dilatation est considérable, et qu'elle croît rapidement avec la température; on doit donc s'attendre à trouver pour l'eau une variation beaucoup moindre que pour l'essence de térébenthine.

Dans mon premier mémoire sur la chaleur spécifique des corps simples et des corps composés (*Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, tome LXXIII, page 35), j'ai cité deux expériences, par lesquelles j'avais cherché à déterminer la chaleur spécifique moyenne de l'eau entre 15° et 100°, rapportée à celle du même liquide entre 10° et 15°, cette dernière étant supposée égale à 1,0000. J'ai trouvé ainsi les deux nombres

1,00709
1,00890

Ces expériences avaient principalement pour but de contrôler l'exactitude de la méthode que je me proposais d'appliquer à la détermination des capacités calorifiques des corps; elles suffisent néanmoins pour montrer que la chaleur spécifique de l'eau ne subit pas une augmentation très-notable entre 10° et 100°.

Il s'agit maintenant de déterminer le même élément jusqu'à la température de 200°. J'ai imaginé pour cela le procédé suivant, qui me paraît présenter toutes les garanties d'exactitude.

J'ai fait percer la paroi latérale de la chaudière A qui

avait servi aux expériences sur les forces élastiques de la vapeur d'eau dans les hautes températures (Pl. VII, *fig.* 16), et j'ai adapté sur l'ouverture, au moyen d'un joint au minium et de boulons à vis, un robinet R exécuté avec une grande perfection et présentant une ouverture de 10 millimètres de diamètre. Un tube recourbé *t* descend dans l'intérieur de la chaudière, jusqu'à 1 décimètre environ du fond. L'orifice inférieur de ce tube est taillé en sifflet, de façon à ce que le plan de l'orifice soit vertical. Le robinet R porte de l'autre côté un tube de laiton R*s*, fermé à son extrémité, mais percé sur sa paroi d'un grand nombre de petites ouvertures. La partie *os* de ce tube est maintenue dans l'intérieur d'un grand vase en tôle galvanisée B, qui sert de calorimètre. Ce vase porte à sa base supérieure une large tubulure, dans laquelle on a mastiqué un tube de verre gradué *cc'*.

Dans la tubulure *m*, on a adapté un thermomètre très-sensible ; ce thermomètre est celui que l'on avait disposé dans le calorimètre C pour les expériences sur la chaleur latente de la vapeur d'eau. Enfin un robinet *r*, placé au point le plus bas du vase, permet de vider complétement l'eau contenue.

Un agitateur formé de deux disques de tôle *bc* et *cd*, convenablement découpés et montés sur une même tige verticale *d'f'*, permet d'agiter continuellement l'eau du calorimètre.

Un tube de verre *hh'* de 3 millimètres de diamètre intérieur, mastiqué dans la petite tubulure latérale *h*, montre, à chaque instant, la position du niveau de l'eau dans le calorimètre.

Le vase B est placé sur un trépied en fer, dont l'anneau horizontal *gl* est enveloppé de plusieurs couches de lisière de laine.

Un écran LK, formé par une boîte en tôle ayant la forme d'un demi-cylindre, protége le calorimètre contre le rayonnement du foyer, qui est nécessairement très-considérable, quand on chauffe l'eau de la chaudière à une haute température. Cette boîte est convenablement échancrée, pour laisser passer le tuyau du robinet R. On fait arriver dans l'entonnoir *v* un courant continuel d'eau froide, que l'on régularise au moyen du robinet R_1; l'eau en excès s'écoule par le tube recourbé *ss's''*.

La capacité du calorimètre, jusqu'à la division zéro du tube gradué *cc'*, a été déterminée très-exactement par le poids de l'eau qu'il renferme à une température connue.

On a trouvé ainsi que le calorimètre contient

108956 grammes d'eau à 13°,23.

L'intérieur du vase reste mouillé après l'écoulement de l'eau; on a déterminé le poids de l'eau qui reste adhérente aux parois, après que l'agitateur a été relevé et qu'on l'a laissé retomber un même nombre de fois (30 fois). On a trouvé ainsi 5 grammes d'eau adhérente, qu'il faut ajouter au poids précédent, ce qui le porte à

108961 grammes.

Mais il s'agit de connaître très-exactement le poids de l'eau que renferme ce même vase, à toutes les températures qui se sont présentées dans mes expériences. Ce poids aurait pu être calculé d'après le précédent, en admettant la loi de la dilatation de l'eau et le coefficient de dilatation de la tôle; mais ce moyen m'a paru trop incertain, et j'ai préféré déterminer ces poids par des expériences directes. J'ai procédé de la manière suivante :

Lorsque les expériences sur la chaleur spécifique de l'eau ont été terminées, j'ai fait percer les deux fonds du vase B, et j'ai fait souder, dans les deux ouvertures, un tube de fer-blanc recourbé, de 20 millimètres de diamètre, qui venait déboucher à l'extérieur. Le vase a été rempli d'eau à la température de 10°, jusqu'au 0 de la division du tube *ee'*; puis j'ai élevé la température de cette eau, en faisant circuler dans le tube recourbé un courant de vapeur fourni par une petite chaudière. Le niveau de l'eau s'élevait dans le tube gradué *ee'*, uniquement en vertu de la dilatation relative de l'eau dans le vase de tôle. Lorsque le niveau de l'eau approchait des divisions supérieures du tube *ee'*, on enlevait la chaudière, on faisait marcher l'agitateur, et, après quelques instants, on notait le thermomètre θ, ainsi que le nombre n de divisions du tube *ee'* auquel s'arrêtait le niveau de l'eau. On connaissait par conséquent l'augmentation apparente que le volume de l'eau avait subie, pour une élévation connue de température.

On ramenait, de nouveau, le niveau de l'eau au zéro de la division du tube *ee'*, en faisant écouler une petite quantité de liquide par le robinet *r*. Cette eau était recueillie dans un flacon et pesée. On notait la température du thermomètre θ, et l'on déterminait une nouvelle élévation de température, en faisant passer de nouveau une certaine quantité de vapeur à travers le tube recourbé. En répétant plusieurs fois ces opérations, on a obtenu tous les éléments nécessaires, pour calculer, avec précision, le poids de l'eau qui remplit le calorimètre jusqu'au zéro de la division, à toutes les températures qui se sont présentées au moment des observations. Une courbe graphique, construite sur ces élé-

ments, a permis ensuite d'obtenir facilement le poids de l'eau qui remplit le même vase à toutes les températures intermédiaires.

Le poids du calorimètre avec l'agitateur était de

$$6931^{\text{gr.}},6.$$

Si l'on admet que la chaleur spécifique de la tôle est égale à 0,1138 (*), on trouve pour la valeur du calorimètre en eau 789 grammes.

Ainsi, à 13°,23, le calorimètre rempli d'eau jusqu'à la division 0 du tube gradué *ee'*, équivaut à 109750 grammes d'eau.

Le tableau suivant donne cette valeur, à toutes les températures pour lesquelles nous avons besoin de la connaître.

(*) C'est le nombre que mes expériences ont donné pour la chaleur spécifique du fer forgé. (*Annales de Chimie et de Physique*, deuxième série, tome LXXIII, page 37.)

TEMPÉRATURE.	VALEUR EN EAU du calorimètre rempli jusqu'à la division o.	DIFFÉRENCES.	TEMPÉRATURE.	VALEUR EN EAU du calorimètre rempli jusqu'à la division o.	DIFFÉRENCES.
°	gr.	gr.	°	gr.	gr.
10	109783,0		21	109635,5	18,5
11	109773,5	9,5	22	109614,5	21,0
12	109764,0	9,5	23	109592,0	22,5
13	109753,5	10,5	24	109569,0	23,0
14	109743,0	10,5	25	109544,5	24,5
15	109731,0	12,0	26	109520,0	24,5
16	109718,0	13,0	27	109493,0	27,0
17	109704,0	14,0	28	109464,5	28,5
18	109688,5	15,5	29	109435,5	29,0
19	109672,0	16,5	30	109405,0	30,5
20	109654,0	18,0			

La capacité de chaque division du tube gradué *ee'* correspond à 1gr.,8 d'eau.

Voici maintenant la manière d'opérer :

On remplit la chaudière A d'eau aux trois quarts, et l'on comprime dans le réservoir à air B, *fig.* 12, de l'air jusqu'à la pression qui serait à peu près celle que présenterait la vapeur à la température à laquelle on veut chauffer l'eau. On porte ensuite l'eau de la chaudière à l'ébullition; et lorsque celle-ci est parfaitement régulière depuis quelque temps, ce que l'on reconnaît aux indications des thermomètres τ, on dispose le calorimètre, c'est-à-dire, qu'on le remplit d'eau jusqu'à une division déterminée; puis on agite cette eau, de manière à lui donner une température uniforme dans toutes

ses couches. On note l'échauffement que subit l'eau du calorimètre pendant 5 minutes. Cet échauffement est dû, d'un côté, à une certaine quantité de chaleur qui arrive par voie de conductibilité le long du tube R*os*, de l'autre, à ce que le calorimètre possède une température inférieure à celle de l'air ambiant. La formule qui représente ce gain de chaleur pendant une minute, est :

$$\frac{1}{5}\Delta\theta_0 = A(\tau - t_0) + K. \qquad (1)$$

Le poids de l'eau P_0, renfermé dans le calorimètre, est connu ; il se compose du poids qui correspond, dans la table précédente, à la température t_0, augmenté de n fois $1^{gr.},8$, si le niveau de l'eau s'élève jusqu'à la division n du tube gradué. On place, sous le robinet r, un ballon de 10 litres environ de capacité, que l'on remplit à peu près complétement avec de l'eau prise au calorimètre. On détermine exactement, sur la balance, le poids p de l'eau enlevée. Il reste par conséquent dans le calorimètre un poids d'eau $(P_0 - p)$.

On note exactement la température t_0 de l'eau du calorimètre, et, immédiatement après, au moyen d'une clef en bois, on fait tourner le robinet R. La pression de la vapeur dans la chaudière étant plus grande que celle de l'atmosphère extérieure, l'eau chaude est projetée, avec plus ou moins de force, par le tuyau *t*R*os*, et vient se mêler avec l'eau froide du calorimètre. On rend l'écoulement plus ou moins rapide, en ouvrant convenablement le robinet R.

On juge, par la position du niveau dans le tube indicateur *hh'*, du moment où l'eau approche du tube gradué *ee'*; on ferme alors presque complétement le robinet R, afin que

l'eau n'arrive plus qu'en petite quantité; enfin, lorsque le niveau se trouve vers le milieu du tube ee', on ferme complétement ce robinet. La durée de l'introduction de l'eau est très-courte; les $\frac{19}{20}$ de l'eau chaude sont introduits en $\frac{1}{2}$ minute, ou au plus en $\frac{3}{4}$ de minute; le dernier vingtième demande ordinairement près d'une minute, parce que l'on est obligé de le faire arriver beaucoup plus lentement, de peur d'avoir une projection d'eau hors du vase. Pendant cette opération, l'eau du calorimètre a été continuellement agitée. On note le thermomètre de minute en minute; et lorsqu'il a atteint son maximum t_1, on inscrit la division n', à laquelle le niveau de l'eau s'arrête dans le tube ee'.

Enfin, lorsque la marche du thermomètre est devenue descendante, on suit, pendant cinq minutes, son refroidissement $\Delta\theta_1$, pour lequel on a :

$$-\frac{1}{5}\Delta\theta_1 = A_1(t_1 - \tau) + K. \qquad (2)$$

Le poids de l'eau qui se trouve dans le calorimètre au moment du maximum t_1, est celui qui correspond à cette température t_1 dans la table précédente, augmenté de n' fois $1^{gr.}$,8. Soit P_1 ce poids, l'eau chaude introduite sera nécessairement :

$$P_1 - (P_0 - p).$$

Nous aurons donc, en désignant par

T la température de l'eau chaude,

x la capacité calorifique moyenne de l'eau, depuis t_1 jusqu'à T,

La capacité calorifique de l'eau entre t_0 et t_1 étant supposée

égale à 1,0000,

$$(P_1 - P_0 + p)\,x\,(T - t_1) = (P_0 - p)\,(t_1 - t_0). \qquad (3)$$

La température finale t_1 a besoin de subir une petite correction, parce que la longueur de la colonne de mercure comprise entre t_0 et t_1 ne se trouve pas soumise à la température t_1, mais bien à la température τ de l'air extérieur. Il faut par conséquent ajouter à t_1 la quantité

$$(t_1 - t_0)\,\frac{t_1 - \tau}{6480}.$$

La correction qu'il convient de faire à la différence $(t_1 - t_0)$, pour tenir compte des pertes de chaleur par le contact de l'air ambiant et de la chaleur qui arrive par voie de conductibilité le long du tube tRs, est extrêmement petite, et souvent absolument nulle. Le temps de l'introduction de l'eau chaude étant très-court, et le calorimètre se trouvant placé, pendant une partie de ce temps, dans des circonstances où les causes de réchauffement dominent, et pendant la seconde partie, dans des circonstances où les causes de refroidissement l'emportent au contraire, on peut supposer que ces deux effets se compensent, et ne tenir compte que du refroidissement que subit le calorimètre dans l'intervalle qui s'écoule, entre le moment de la fermeture du robinet et celui où l'on observe le maximum t_1. Or ce refroidissement est donné immédiatement par l'observation que l'on a faite du refroidissement $\Delta_1\theta$ subi par le calorimètre pendant 5 minutes, à la fin de l'expérience et lorsque la marche du thermomètre est devenue descendante.

Les équations (1) et (2) que j'ai posées plus haut, ne sont pas nécessaires pour déterminer les corrections; on peut s'en

servir pour trouver la quantité K de chaleur qui arrive par conductibilité le long du tube R*os*.

Lorsque l'ébullition de l'eau dans la chaudière a lieu sous une forte pression, l'eau très-chaude est projetée avec une grande vitesse, au moment où l'on ouvre le robinet; on entend un grand bruit dans le calorimètre, à cause de la formation, suivie d'une condensation immédiate, de nombreuses bulles de vapeur. L'introduction devient difficile à régler vers la fin, pour amener le niveau de l'eau dans le tube gradué ee'. On est obligé de fermer le robinet pendant une seconde ou deux, au moment où le niveau approche du tube, et de l'ouvrir ensuite très-peu, pour laisser arriver les dernières portions d'eau chaude. Dans quelques-unes des expériences qui ont été faites sous les plus hautes pressions, je n'ai pas cherché à amener le niveau de l'eau dans le tube ee', par l'introduction de l'eau chaude; j'ai fait arriver celle-ci d'un seul jet, jusqu'à ce que le niveau approchât du tube ee'; la durée de l'introduction de l'eau chaude ne dépassait pas alors 25 à 30 secondes; et pour amener l'affleurement dans le tube ee', j'ajoutais un poids connu de l'eau froide qui avait été précédemment retirée du calorimètre. Ce poids complémentaire n'excédait d'ailleurs jamais 100 grammes.

Il est facile de voir quelle modification cette nouvelle manière d'opérer apporte dans la formule (3); en désignant par π le poids de l'eau froide ajoutée à la fin, et en supposant, pour plus de simplicité, que sa température soit t_0, nous aurons

$$(P_1 - P_0 + p - \pi)x(T - t_1) = (P_0 - p - \pi)(t_1 - t_0).$$

La méthode, que je viens de décrire, est susceptible d'une

grande précision ; on opère sur des quantités considérables, et l'eau chaude, dont la température reste rigoureusement constante, n'est soumise, jusqu'au moment où elle pénètre dans le calorimètre, à aucune autre cause de refroidissement, qu'à celle qui peut exister pendant son passage à travers le robinet R. Or, ce robinet est enveloppé de laine, et il est maintenu à une haute température par le contact immédiat de l'eau de la chaudière. Le tube de métal, sur lequel le robinet se trouve placé, est très-épais du côté de la chaudière, et au contraire très-mince du côté du calorimètre. Enfin la durée du passage de l'eau à travers le tube est extrêmement courte, car plus des $\frac{19}{20}$ de l'eau chaude pénètrent dans le calorimètre en moins d'une demi-minute.

La plus grande cause d'incertitude tient à l'observation précise du niveau de l'eau dans le tube de verre gradué *cc'*, à la fin de l'expérience. L'eau très-chaude, venant de la chaudière, échauffe fortement les parties de l'eau du calorimètre, qu'elle rencontre immédiatement, et celles-ci abandonnent l'air qu'elles renfermaient en dissolution. Cet air se dégage sous forme de petites bulles, et il faut une agitation vive et longtemps prolongée de l'eau du calorimètre, pour être sûr que toutes les bulles d'air sont sorties de l'appareil, et que le niveau de l'eau ne se trouve pas altéré par l'existence de quelques bulles adhérentes aux parois intérieures. Cet inconvénient est surtout à craindre, lorsque l'eau de la chaudière est portée à une très-haute température.

Il est important de remarquer que l'eau de la chaudière se trouve sous une pression élevée et qu'elle se met sous la pression de l'atmosphère en passant dans le calorimètre. On pourrait donc craindre qu'une petite quantité de chaleur fût

dissimulée dans la dilatation que l'eau subit sous ce changement de pression. Mais les expériences que j'ai décrites à la page 462 ont montré que la chaleur dégagée par l'eau froide, lorsqu'on la comprime par 10 atmosphères, est à peu près insensible, il est donc infiniment probable que la chaleur, dégagée par l'eau chaude dans les mêmes circonstances, est négligeable dans nos expériences.

J'ai réuni, dans le tableau suivant, tous les résultats qui ont été obtenus de cette manière.

Ce tableau n'exige pas une explication particulière, tous les éléments qu'il renferme sont suffisamment définis par les indications qui se trouvent en tête de chaque colonne. Je remarquerai seulement, que les températures de l'eau chaude de la chaudière ont été mesurées sur les thermomètres à mercure n° 0 et n° 10, et que l'on a déduit les températures correspondantes T du thermomètre à air, des tableaux (pages 564 à 573) qui présentent la marche comparative du thermomètre à air avec ces mêmes thermomètres à mercure n° 0 et n° 10. Cette marche ne diffère d'ailleurs pas sensiblement, entre 100° et 200°, de celle que donne la construction graphique de la planche VIII pour le thermomètre à mercure avec enveloppe de cristal de Choisy-le-Roi.

NUMÉROS des expérienc.	POIDS de L'EAU FROIDE du calorimètre.	POIDS de L'EAU CHAUDE.	TEMPÉRATURE DE L'EAU T.			
			Thermomètre n° 0.	Thermomètre n° 10.	Moyenne.	Thermomètre à air.
	gr.	gr.	°	°	°	°
1	99626,6	10059,8	107,78	107,75	107,77	107,70
2	99656,0	10035,6	108,04	107,91	107,97	107,90
3	99614,4	10187,0	107,83	107,89	107,86	107,79
4	99672,6	10057,4	109,44	»	109,44	109,38
5	99692,7	10038,3	109,31	»	109,31	109,25
6	99664,8	10064,8	109,31	»	109,31	109,25
7	99657,6	10075,9	109,31	»	109,31	109,25
8	99642,3	9995,9	110,84	110,90	110,87	110,80
9	99618,3	9999,6	111,61	111,61	111,61	111,51
10	99583,6	10039,6	113,91	114,06	113,98	113,86
11	99640,7	10180,0	116,70	116,75	116,72	116,60
12	99638,6	10182,0	117,01	117,05	117,03	116,91
13	99635,8	10192,0	118,64	118,70	118,67	118,54
14	99626,0	9973,0	120,53	120,52	120,52	120,39
15	99568,4	10036,4	120,98	120,95	120,97	120,84
16	99628,6	9966,4	122,02	121,94	121,98	121,86
17	99628,6	9979,6	129,04	129,18	129,11	128,91
18	99658,6	9959,4	130,62	130,57	130,60	130,40
19	99631,6	9957,8	137,42	137,46	137,44	137,16
20	99635,7	9949,1	137,60	137,50	137,55	137,27
21	99641,6	9929,6	138,59	138,49	138,55	138,27
22	99650,1	9886,5	154,08	154,08	154,08	153,68
23	99642,6	9904,4	155,21	155,19	155,20	154,80
24	99635,0	9928,2	156,07	155,95	156,01	155,61
25	99652,2	9887,8	157,28	157,17	157,22	156,82
26	99626,4	9912,2	159,40	159,25	159,32	158,82
27	99662,5	10150,0	159,71	159,68	159,69	159,19
28	99643,6	9886,6	160,87	160,86	160,86	160,34
29	99742,6	10011,0	161,20	161,06	161,13	160,61
30	99686,2	9931,2	173,36	»	173,36	172,66

TEMPÉRATURE initiale du calorimètre t_0.	TEMPÉRATURE initiale du calorimètre t_1.	$t_1 - t_0$.	$t_1 - t_0$ corrigé.	CHALEUR spécifique moyenne de l'eau entre t_1 et T.
11,70°	20,50°	8,7970°	8,8234°	1,00184°
11,81	20,63	8,8183	8,8271	1,00440
12,39	21,18	8,7917	8,7917	1,00527
8,37	17,67	9,2979	9,2979	1,00476
8,27	17,58	9,3085	9,3080	1,00837
8,51	17,81	9,2979	9,2979	1,00687
8,42	17,73	9,3139	9,3143	1,00659
13,72	22,61	8,8929	8,8929	1,00540
13,82	22,77	8,9515	8,9524	1,00489
14,07	23,25	9,1807	9,1807	1,00552
12,45	22,03	9,5803	9,5707	1,00791
12,37	21,99	9,6176	9,6080	1,00741
12,31	22,05	9,7401	9,7401	1,00599
13,81	23,53	9,7188	9,7479	1,00499
13,93	23,74	9,8147	9,8343	1,00443
13,78	23,67	9,8947	9,8947	1,00681
12,85	23,46	10,6086	10,6298	1,00631
12,74	23,45	10,7152	10,7580	1,00568
13,12	24,46	11,3439	11,3549	1,00738
13,13	24,49	11,3653	11,3653	1,00786
13,11	24,52	11,4132	11,4232	1,00663
13,79	26,50	12,7080	12,7137	1,00724
12,96	25,89	12,9265	12,9265	1,00848
13,00	25,97	12,9691	13,0049	1,00642
13,16	26,23	13,0703	13,0793	1,00925
13,17	26,45	13,2781	13,2785	1,00780
12,84	26,14	13,3048	13,3195	1,00699
13,18	26,58	13,4007	13,4007	1,00952
12,71	26,07	13,3634	13,3714	1,01053
8,73	23,69	14.9619	14,9830	1,00923

NUMÉROS des expérienc.	POIDS de L'EAU FROIDE du calorimètre.	POIDS de L'EAU CHAUDE.	TEMPÉRATURE DE L'EAU T.			
			Thermomètre n° 0.	Thermomètre n° 10.	Moyenne.	Thermomètre à air.
	gr.	gr.	°	°	°	°
31	99689,8	9925,2	173,45	»	173,45	172,75
32	99696,6	9915,6	173,41	»	173,41	172,71
33	99676,0	9947,6	173,36	»	173,36	172,66
34	99786,3	10125,0	180,10	180,00	180,05	179,23
35	99774,8	10102,0	184,54	184,38	184,46	183,56
36	99784,8	10105,0	187,01	186,79	186,90	186,00
37	99687,4	10152,0	187,77	187,52	187,65	186,65
38	99646,6	10182,0	188,05	187,72	187,89	186,89
39	99710,8	10160,0	188,90	188,60	188,75	187,75
40	99713,0	10107,0	191,56	191,20	191,38	190,36

On reconnaît immédiatement la précision de la méthode, à la grande concordance des nombres trouvés dans des circonstances semblables.

La dernière colonne du tableau renferme la valeur de la chaleur spécifique moyenne de l'eau liquide, entre la température T de l'eau de la chaudière et la température finale t_1 qu'elle prend dans le calorimètre; la chaleur spécifique, que l'eau possède entre la température initiale t_0 et la température finale t_1, étant prise pour unité. On voit que la chaleur spécifique de l'eau augmente réellement avec la température, mais l'augmentation est beaucoup moins considérable, que celle que j'ai constatée sur d'autres liquides, sur l'essence de térébenthine, par exemple.

La chaleur spécifique moyenne de l'eau étant représentée par 1000 entre 0° et 30°, elle devient 1005 environ, entre 30°

TEMPÉRATURE initiale du calorimètre t_0.	TEMPÉRATURE initiale du calorimètre t_1.	$t_1 - t_0$.	$t_1 - t_0$ corrigé.	CHALEUR spécifique moyenne de l'eau entre t_1 et T.
8°,93	23°,93	14°,9992	14°,9992	1°,01201
9,04	24,01	14,9725	14,9725	1,01207
9,12	24,13	15,0098	15,0098	1,01228
13,00	28,03	15,0311	15,0311	1,01662
12,86	28,19	15,3348	15,3348	1,01430
12,96	28,51	15,5480	15,5490	1,01499
12,96	28,74	15,7771	15,7561	1,01756
12,99	28,82	15,8357	15,8352	1,01487
13,58	29,33	15,7505	15,7505	1,01621
13,46	29,43	15,9742	15,9842	1,01528

et 110°, et à peu près 1015 entre 30° et 190°. L'augmentation est donc assez faible, pour qu'on puisse la négliger dans le plus grand nombre de circonstances, surtout si l'eau ne s'échauffe pas au delà de 100°.

La faible variation, que subit la capacité calorifique de l'eau avec la température, est une circonstance heureuse pour la mesure de la chaleur spécifique des corps par la méthode des mélanges; car elle permet de supposer que la capacité calorifique de l'eau du calorimètre reste constante, entre les limites de températures, toujours très-restreintes, qui sont atteintes dans nos expériences. La même hypothèse ne peut pas être faite, quand le calorimètre renferme un liquide, tel que l'essence de térébenthine, dont la chaleur spécifique augmente rapidement avec la température.

Il est facile de calculer, au moyen des données précé-

dentes, une formule d'interpolation qui donne le nombre d'unités de chaleur qu'un kilogr. d'eau, chauffée à une température T, abandonne en se refroidissant jusqu'à 0°, en appelant *unité de chaleur* la chaleur qu'un kilogr. d'eau à 0° absorbe pour s'échauffer de 1°. Cette quantité de chaleur peut être représentée par la formule

$$Q = T + AT^2 + BT^3.$$

Nous admettrons, d'après les expériences qui précèdent, que la chaleur spécifique moyenne de l'eau, entre 0° et 100°, est 1,005 et que la chaleur spécifique moyenne de l'eau entre 0° et 200° est 1,016.

1 kilogr. d'eau abandonne donc en descendant

de 100° à 0°	100,5 unités de chaleur,	
et de 200° à 0°	203,2 »	»

Au moyen de ces deux valeurs de Q, on peut calculer les deux constantes A et B de la formule; on trouve ainsi :

$$Q = T + 0{,}00002 . T^2 + 0{,}0000003\, T^3.$$

La quantité de chaleur, qu'un kilogr. d'eau à la température T absorbe pour s'échauffer de 1°, sera donnée par l'expression :

$$\frac{dQ}{dT} = 1 + 0{,}00004\, T + 0{,}0000009\, T^2.$$

Au moyen de ces deux formules, j'ai calculé la table suivante qui donne, de 10° en 10° du thermomètre à air, les quantités de chaleur Q, qu'un kilogr. d'eau chauffée à la température T abandonne en descendant à 0°, et les quan-

tités de chaleur qu'un kilogr. d'eau à T° absorbe, lorsque sa température devient $(T + dT)^{\circ}$.

Si l'on retranche les quantités Q de chaleur, qu'un kilogr. d'eau liquide à T° abandonne en descendant à 0°, des quantités de chaleur totale qu'un kilogr. de vapeur aqueuse saturée à T° abandonne en passant à l'état d'eau liquide à 0°, quantités qui sont données par la table de la page 728, on obtiendra les quantités de chaleur, qu'un kilogr. de vapeur saturée à la température T° abandonne, pour passer à l'état d'eau liquide à T°. Ces dernières quantités, que l'on appelle ordinairement les *chaleurs latentes* de la vapeur, sont données par la colonne (5) de la table.

TEMPÉRAT. du thermomètre à air T.	NOMBRE des unités de chaleur, abandonnées par un kilogr. d'eau, en descendant de T° à 0° Q.	CHALEUR spécifique moyenne de l'eau, entre 0° et T°.	CHALEUR spécifique de l'eau, de T à T + dT. $\frac{dQ}{dT}$.	CHALEUR latente de la vapeur saturée, à la température T.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0°	0,000	»	1,0000	606,5
10	10,002	1,0002	1,0005	599,5
20	20,010	1,0005	1,0012	592,6
30	30,026	1,0009	1,0020	585,7
40	40,051	1,0013	1,0030	578,7
50	50,087	1,0017	1,0042	571,6
60	60,137	1,0023	1,0056	564,7
70	70,210	1,0030	1,0072	557,6
80	80,282	1,0035	1,0089	550,6
90	90,381	1,0042	1,0109	543,5
100	100,500	1,0050	1,0130	536,5
110	110,641	1,0058	1,0153	529,4
120	120,806	1,0067	1,0177	522,3
130	130,997	1,0076	1,0204	515,1
140	141,215	1,0087	1,0232	508,0
150	151,462	1,0097	1,0262	500,7
160	161,741	1,0109	1,0294	493,6
170	172,052	1,0121	1,0328	486 2
180	182,398	1,0133	1,0364	479,0
190	192,779	1,0146	1,0401	471,6
200	203,200	1,0160	1,0440	464,3
210	213,660	1,0174	1,0481	456,8
220	224,162	1,0189	1,0524	449,4
230	234,708	1,0204	1,0568	441,9

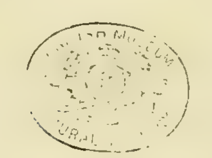
FIN DU TOME VINGT-ET-UNIÈME.

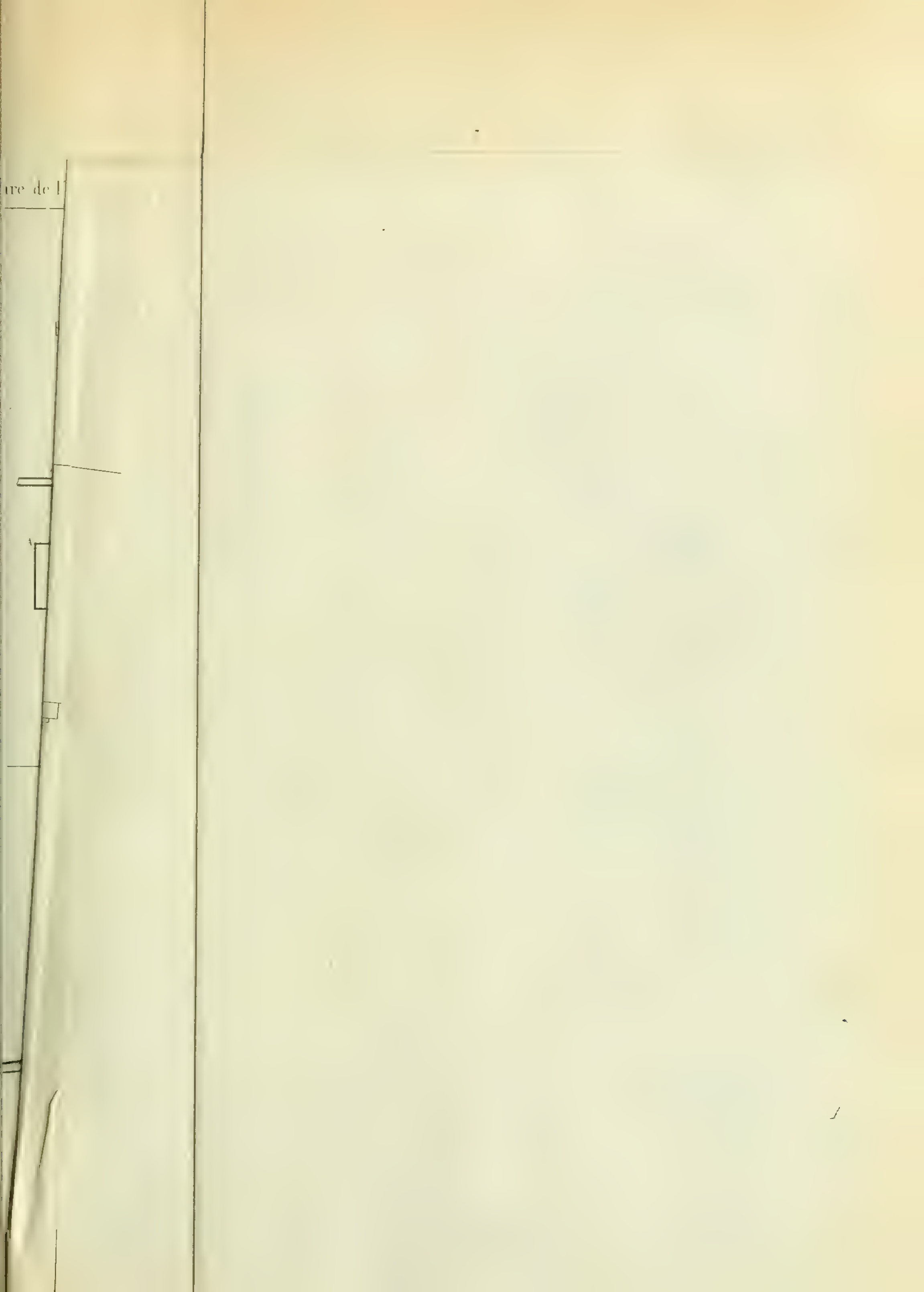
TABLE DES MATIÈRES

CONTENUES DANS CE VOLUME.

Pages.

FIN DE LA TABLE DU VINGT-ET-UNIÈME VOLUME.




ıre de l

